érie A, N°
N° D'ordre 1
48

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

Jerzy PYTLINSKI
Ingénieur de l'École Polytechnique de Varsovie

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE POST-DÉCHARGE DANS UN MÉLANGE ARGON-VAPEUR DE CÉSIUM

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues, le 1967 *devant la Commission d'Examen*

MM. YVON — *Président.*
DELCROIX, FABRE — *Examinateurs.*
NOWACKI — *Invité*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

Jerzy PYTLINSKI

Ingénieur de l'École Polytechnique de Varsovie

1re THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE POST-DÉCHARGE DANS UN MÉLANGE ARGON-VAPEUR DE CÉSIUM

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

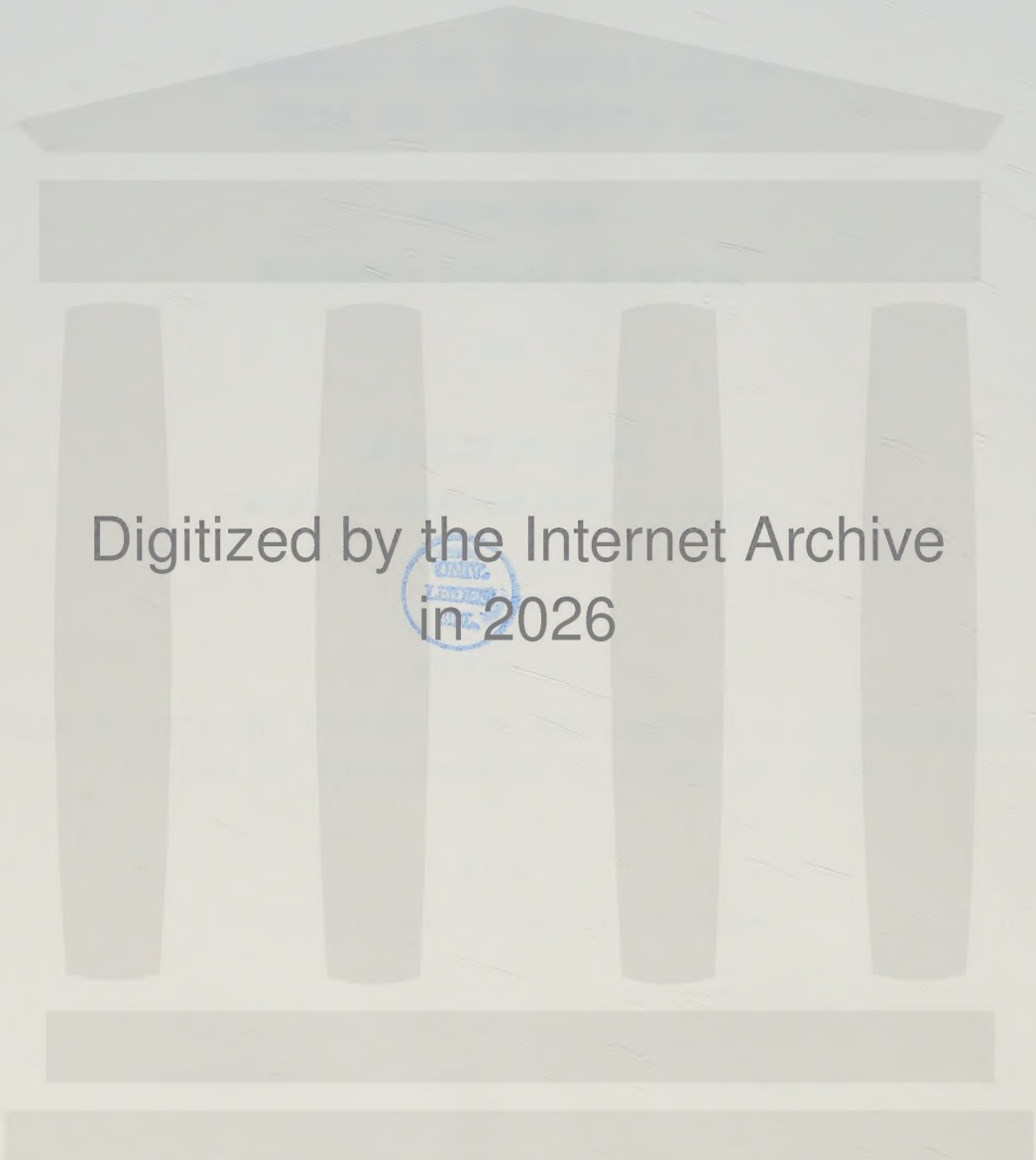
Soutenues, le *devant la Commission d'Examen*

MM. YVON *Président.*

DELCROIX, FABRE *Examinateurs.*

NOWACKI *Invité*

Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41550012_0005

à MON PAYS

à MES MAITRES

à MES PARENTS

Qu'il me soit permis d'adresser toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX qui a bien voulu accepter la direction de ce travail.

Je remercie sincèrement la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France, plus particulièrement Messieurs M. MAGNIEN Directeur Adjoint et J. FABRE Chef de Service Adjoint pour les possibilités qu'ils m'ont offertes.

Je tiens à exprimer particulièrement ma profonde reconnaissance à Messieurs Z. CROITORU et A. BEKIARIAN pour les multiples conseils qu'ils m'ont prodigués.

Je remercie Mademoiselle SCHWAB et Monsieur HUTZLER pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation de ces études.

Que tous ceux qui comme Madame GRUNBERG et Monsieur MONPL m'ont aidé dans les calculs et dans le travail matériel trouvent également ici l'expression de mes plus vifs remerciements.

Résumé

L'étude des gaz ionisés présente un grand intérêt dans des domaines très divers : astrophysique, fusion nucléaire, conversion d'énergie par voie magnétohydrodynamique, etc... Dans tous ces cas, il est important de connaître les processus d'ionisation et de désionisation qui existent dans le gaz.

On a cherché ici à étudier les phénomènes de post-décharge dans un mélange Argon-vapeur de Césium, ionisé par une source H.F.

Les expériences ont été faites pour des valeurs de la pression du césium comprises entre 10^{-5} mm Hg et 4 mm Hg et pour des valeurs de la pression d'argon allant jusqu'à 100 mm Hg .

La nature du gaz et les conditions expérimentales ont été choisies en vue de l'utilisation éventuelle d'une source auxiliaire d'ionisation H.F. dans un convertisseur magnétohydrodynamique.

Ière PARTIE DESCRIPTION GENERALE DES PHENOMENES DE POST-DECHARGE DANS LE PLASMA

On rappelle les processus généraux qui existent dans un plasma au cours de la post-décharge :

- phénomène de recombinaison

On peut envisager deux types de recombinaison :

a) recombinaison en volume

Elle est dûe à l'attraction des électrons libres par les ions (positifs ou négatifs) à l'intérieur du volume de plasma.

b) recombinaison en surface

Les électrons et les ions qui atteignent la surface du récipient peuvent être adsorbés et leur probabilité de recombinaison dans cet état adsorbé est très élevée.

Seuls les mécanismes de recombinaison en volume ont été considérés.

Le mécanisme de recombinaison est caractérisé par l'agent qui évacue l'énergie libérée. Celle-ci peut être emportée par un photon ou par un troisième corpuscule d'où il résulte deux types de réaction :

- réaction entre deux particules (recombinaison à deux corps)

Selon la nature des particules la réaction peut être :

a) ionique (les deux particules sont des ions)

b) électronique (une des particules est un électron)

./...

- réaction entre trois particules (recombinaison à trois corps)

Selon la nature des particules qui échangent des charges on peut avoir un mécanisme de recombinaison :

a) ionique
b) électronique

- phénomène de diffusion

a) libre

Les ions et les électrons diffusent librement sous l'effet de l'agitation thermique.

b) ambipolaire

L'ensemble des charges diffusent avec une vitesse commune sous l'effet du champ électrique de charge d'espace.

- phénomène d'attachement électronique

On présente dans cette partie de la thèse plusieurs réactions détaillées de de recombinaison (radiative, dissociative, diélectronique, par collision triple, etc...) et d'attachement (radiatif, dissociatif) ainsi que les théories les plus connues qui décrivent ces processus.

Les lois mathématiques d'évolution de la densité électronique sont données pour chaque processus présenté. Les équations tiennent compte de la possibilité de présence simultanée de plusieurs phénomènes.

Cette description théorique des processus a permis de dégager des critères permettant de caractériser la nature de phénomènes observés au cours des expériences.

IIème PARTIE DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE METHODES DE MESURE

L'ensemble de dispositif expérimental comporte essentiellement :

- le dispositif de chauffage H.F.
- l'ampoule contenant le gaz
- le dispositif de chauffage thermique
- le dispositif de mesure de la conductivité électrique du plasma
- les dispositifs de mesures optiques.

Le gaz étudié est enfermé dans des ampoules en quartz comportant à leur partie inférieure des réservoirs contenant environ 2 g. de césium.

Le césium est chauffé par un courant d'air chaud descendant le long de l'ampoule. Ce système de chauffage assure la variation de la température du césium entre 300°K et 630°K et permet ainsi de faire varier la pression de vapeur de Césium. Les valeurs de la pression du Césium sont connues par une mesure intermédiaire de la température du césium dans le réservoir. Ces

./...

mesures sont effectuées par un thermocouple Chromel-Alumel introduit dans une cavité du réservoir.

Pour ioniser le mélange Argon-vapeur de Césium on utilise une bobine alimentée par un générateur H.F. commandé par un dispositif auxiliaire destiné à fonctionner pendant des durées de 1,5 ms, suivies de durées d'arrêt de 3 ms. La variation de la conductivité électrique du plasma après la coupure de l'ionisation H.F. est mesurée par la détermination du facteur de surtension Q d'un circuit oscillant alimenté par un oscillateur H.F., en fonction du temps. La relation entre la conductivité électrique σ du plasma et le facteur de surtension Q a été obtenue par un étalonnage préalable, en utilisant des modèles constitués par des liquides de conductivité connue. La relation obtenue a permis de tracer la courbe $Q = f(\sigma)$. La précision d'étalonnage a été de l'ordre de 2,5 %.

La bobine de mesure de la conductivité électrique du plasma est placée sur le même axe que la bobine d'ionisation.

Les mesures optiques du plasma sont effectuées à l'aide d'un spectrographe Hilger. On vérifie la pureté des plasmas ainsi que le type des raies spectrales.

IIIème PARTIE RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour mettre en évidence les types et les mécanismes des différents phénomènes ayant lieu dans le plasma étudié, il est nécessaire de déterminer dans chaque cas la valeur de la conductivité électrique σ en fonction du temps et ensuite la variation de la densité électronique en fonction du temps.

On dispose de deux équations :

- l'équation de SAHA qui permet de calculer à l'équilibre la densité électronique en fonction de la température.

- l'expression de la conductivité électrique en fonction de la densité électronique et de la température.

Pour un temps t suffisamment grand (lorsque la valeur mesurée de $\sigma = f(t)$ atteint une valeur limite)le plasma est en équilibre thermodynamique et les phénomènes de diffusion et de recombinaison sont terminés. Pour cette valeur t_{eq}, les équations permettent de calculer T_{eq}. En supposant que le plasma reste en équilibre thermodynamique pendant la phase de recombinaison ($T_e = T_g = T_{eq} = \text{const}$), l'expression de la conductivité $\sigma = f(n_e, T_e)$ permet connaissant $\sigma = f(t)$ de déterminer $n_e = f(t)$.

Les valeurs mesurées de $\sigma = f(t)$ permettent également de discuter l'influence de la pression de Césium et d'Argon sur la variation de la conductivité électrique du plasma en fonction du temps.

La comparaison des résultats expérimentaux avec les lois d'évolution de la densité électronique obtenues par le calcul a permis de mettre en évidence l'existence des types d'évolution prépondérants suivants :

a) la diffusion ambipolaire

b) la recombinaison électronique à deux corps :

./...

- recombinaison radiative

$$Cs^+ + e \rightleftarrows Cs^* + h\nu$$

- recombinaison dissociative

$$Cs_2^+ + e \rightleftarrows Cs^* + Cs$$

$$A_2^+ + e \rightleftarrows A^* + A$$

c) la recombinaison électronique à trois corps :

- recombinaison par collision triple : ion positif - électron-électron

$$Cs^+ + e + e \rightleftarrows Cs^* + e$$

- recombinaison par collision triple : ion positif - électron - particule neutre.

$$Cs^+ + e + A \rightleftarrows Cs^* + A$$

La synthèse de ces résultats montre dans le plan $p_A - p_{Cs}$ les domaines où chacun des phénomènes présentés ci-dessus est prépondérant.

Conclusion

Ces expériences montrent que dans le plasma étudié et dans les conditions expérimentales, c'est surtout le Césium qui impose le type et le mécanisme des processus. L'Argon joue un rôle très important dans l'atténuation de la diffusion ambipolaire et dans l'accélération du passage du phénomène de diffusion ambipolaire à celui de la recombinaison à deux corps et de ce dernier au phénomène de recombinaison à trois corps. Sa présence augmente également la constante de temps de relaxation de la conductivité électrique du plasma.

Ce temps de relaxation dépasse souvent quelques millisecondes, ce qui permet d'envisager la possibilité d'utilisation pratique d'une source auxiliaire d'ionisation du gaz dans certains domaines, comme par exemple dans la conversion d'énergie par voie magnétohydrodynamique.

TABLE DES MATIERES

Ière PARTIE

DESCRIPTION GENERALE DES PHENOMENES DE POST-DECHARGE DANS LE PLASMA

1.1 INTRODUCTION

1.2 PROCESSUS D'EVOLUTION

1.2.1 - Phénomènes de recombinaison

1.2.1.1 Recombinaison ionique

1.2.1.1.1 Recombinaison radiative
1.2.1.1.2 Recombinaison dissociative
1.2.1.1.3 Recombinaison mutuelle
1.2.1.1.4 Recombinaison par collision triple : ion positif - ion négatif - particule neutre

1.2.1.2 Recombinaison électronique

1.2.1.2.1 Recombinaison radiative
1.2.1.2.2 Recombinaison dissociative
1.2.1.2.3 Recombinaison diélectronique
1.2.1.2.4 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - particule neutre
1.2.1.2.5 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - ion positif
1.2.1.2.6 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - électron.
1.2.1.2.7 Recombinaison radiativo-collisionnelle

1.2.2 - Phénomènes d'attachement électronique

1.2.2.1 Attachement radiatif

1.2.2.2 Attachement dissociatif

1.2.2.3 Attachement par collision triple : particule neutre - électron - molécule neutre

1.2.3 - Phénomènes de diffusion

1.2.3.1 Diffusion libre des électrons et des ions

1.2.3.2 Diffusion ambipolaire des électrons et des ions.

./...

1.3 DIFFERENTS TYPES DE LOIS DE DECROISSANCE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

1.3.1 - Variation de la densité électronique pour une recombinaison en volume à deux corps

1.3.2 - Variation de la densité électronique pour une recombinaison en volume à trois corps

1.3.3 - Variation de la densité électronique pour un attachement électronique

1.3.4 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par la diffusion

1.3.5 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée simultanément par un phénomène d'attachement électronique et un phénomène de recombinaison à deux corps.

1.3.6 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par un phénomène de diffusion ambipolaire en présence d'attachement électronique

1.3.7 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par un phénomène de diffusion en présence de recombinaison à deux corps.

IIème PARTIE

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE - METHODES DES MESURES

2.1 INTRODUCTION

2.2 VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2.3 L'AMPOULE D'ESSAI - METHODE DE REMPLISSAGE

2.3.1 - Description de l'ampoule

2.3.2 - Remplissage de l'ampoule

2.3.2.1 Banc de pompage et réserve d'Argon
2.3.2.2 Opération d'introduction du Césium

2.4 CHAUFFAGE THERMIQUE DE L'AMPOULE

2.4.1 - But de ce chauffage

2.4.2 - Dispositif du chauffage

2.4.3 - Mesure de la température du réservoir de Césium

2.5 CHAUFFAGE H.F.

2.5.1 - But du chauffage H.F. Coupure

2.5.2 - Réalisation technique du chauffage H.F.

./...

2.6 MESURE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DU PLASMA

2.6.1 - Principe de la mesure

2.6.2 - Appareillage utilisé

2.6.3 - Réalisation du circuit oscillant

2.6.4 - Etalonnage du circuit oscillant - Précision d'étalonnage

2.6.5 - Exploitation des résultats

2.7 MESURES OPTIQUES

2.7.1 - Mesures spectrographiques

2.7.2 - Mesure de la température du plasma

IIIème PARTIE

RESULTATS EXPERIMENTAUX

3.1 INTRODUCTION

3.2 ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DU TEMPS

3.2.1 - Principe de l'étude

3.2.2 - Ligne générale du calcul

3.2.3 - Disposition pratique des calculs

3.2.3.1 - La loi de SAHA - EGGERT. Calcul général de la densité électronique à l'équilibre en fonction de la température électronique.

3.2.3.2 - L'expression de la conductivité. Calcul général de la conductivité électrique en fonction de la température électronique.

3.2.3.3 - Calcul de la densité électronique en fonction de la conductivité électrique.

3.2.3.4 - Calcul de la densité électronique en fonction du temps.

3.3 INTERPRETATION DES RESULTATS

3.3.1 - Remarques générales sur la courbe expérimentale $\sigma = f(t)$

3.3.2 - Détermination des types d'évolution de la densité électronique.

3.3.3 - Détermination du mode et du mécanisme d'évolution de n_e en fonction du temps.

3.4 SYNTHESE DES RESULTATS

3.5 CONCLUSIONS

Ière PARTIE

DESCRIPTION GENERALE DES PHENOMENES DE POST-DECHARGE DANS LE PLASMA

SOMMAIRE

1.1 INTRODUCTION

1.2 PROCESSUS D'EVOLUTION

1.2.1 - Phénomènes de recombinaison

1.2.1.1 Recombinaison ionique

1.2.1.1.1 Recombinaison radiative
1.2.1.1.2 Recombinaison dissociative
1.2.1.1.3 Recombinaison mutuelle
1.2.1.1.4 Recombinaison par collision triple : ion positif - ion négatif - particule neutre

1.2.1.2 Recombinaison électronique

1.2.1.2.1 Recombinaison radiative
1.2.1.2.2 Recombinaison dissociative
1.2.1.2.3 Recombinaison diélectronique
1.2.1.2.4 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - particule neutre
1.2.1.2.5 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - ion positif
1.2.1.2.6 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - électron.
1.2.1.2.7 Recombinaison radiativo-collisionnelle

1.2.2 - Phénomènes d'attachement électronique

1.2.2.1 Attachement radiatif

1.2.2.2 Attachement dissociatif

1.2.2.3 Attachement par collision triple : particule neutre - électron - molécule neutre

1.2.3 - Phénomènes de diffusion

1.2.3.1 Diffusion libre des électrons et des ions

1.2.3.2 Diffusion ambipolaire des électrons et des ions.

./...

1.3 DIFFERENTS TYPES DE LOIS DE DECROISSANCE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

1.3.1 - Variation de la densité électronique pour une recombinaison en volume à deux corps

1.3.2 - Variation de la densité électronique pour une recombinaison en volume à trois corps

1.3.3 - Variation de la densité électronique pour un attachement électronique

1.3.4 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par la diffusion .

1.3.5 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée simultanément par un phénomène d'attachement électronique et un phénomène de recombinaison à deux corps.

1.3.6 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par un phénomène de diffusion ambipolaire en présence d'attachement électronique

1.3.7 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par un phénomène de diffusion en présence de recombinaison à deux corps.

LISTE DES SYMBOLES GENERAUX UTILISES

e : charge de l'électron

n_e : densité d'électrons

n_i : densité d'ions

N_x : densité des particules neutres

M_x : masse des particules neutres

Q_{i-x} : section efficace des collisions entre les ions et les particules neutres

Q_{e-x} : section efficace des collisions entre les électrons et les particules neutres

μ_e : mobilité des électrons

μ_i : mobilité des ions

m_i : masse des ions

m_e : masse des électrons

T_e : température des électrons

T_i : température des ions

p : pression du gaz

h_o : longueur de Debye

Λ_1 : longueur de la diffusion pour le mode fondamental

D : coefficient de diffusion

D_e : coefficient de diffusion libre des électrons

D_i : coefficient de diffusion libre des ions

D_a : coefficient de diffusion ambipolaire

ω : probabilité des collisions

λ : libre parcours moyen

ν : fréquence de rayonnement

ν_i : fréquence d'ionisation

ν_a : fréquence d'attachement

α_2 : coefficient de recombinaison à deux corps

α_3 : coefficient de recombinaison à trois corps

h : constante de PLANCK

k : constante de BOLTZMANN

ε_o : constante diélectrique du vide

π = 3,1415

1.1 INTRODUCTION

La littérature qui traite des phénomènes de post-décharge dans un plasma est très abondante[1 à 9]. Les travaux effectués dans ce domaine sont souvent orientés vers un point très particulier et il peut être intéressant d'essayer de présenter l'ensemble des processus qui se développent le plus couramment dans un tel plasma.

Nous essayons ici de discuter et de comparer les principales théories effectuées jusqu'à présent pour expliquer ces phénomènes. D'autre part une formulation mathématique de l'évolution de la densité électronique dans un gaz est donnée dans les cas les plus usuels.

Nous en dégagerons ainsi des critères relatifs à la nature de l'évolution du gaz, au cours d'une expérience.

1.2 - PROCESSUS D'EVOLUTION

Dans les conditions habituelles de pression et de température les gaz ne sont pas ionisés. L'ionisation s'obtient en modifiant au moins un de ces paramètres ou en exerçant l'action d'une contrainte externe telle qu'un champ électrique ou un rayonnement électromagnétique. Quand la cause de l'ionisation cesse, l'état de plasma disparaît, mais ce phénomène n'a pas lieu instantanément Le temps nécessaire à la disparition du plasma dépend de différentes conditions: nature et pression du gaz, gradient et valeur de la densité électronique, gradient et valeur de la température électronique, etc... qui, généralement imposent aussi le type du processus d'évolution.

On peut classer les processus d'évolution selon trois catégories principales :

- évolution par recombinaison
- évolution par attachement
- évolution par diffusion.

La plupart du temps on ne détermine que le phénomène prépondérant.

1.2.1 - Phénomènes de recombinaison

Au hasard des collisions les particules chargées s'éliminent par recombinaison. Selon le cas, on peut envisager deux groupes de recombinaison :

- recombinaison en volume

Elle est due à l'attraction des électrons libres par les ions (positifs ou négatifs) à l'intérieur du volume de plasma. Ce phénomène est prépondérant dans un plasma de densité électronique et de volume suffisamment grands.

- recombinaison en surface

Dans ce cas les électrons et les ions qui atteignent la surface du récipient y peuvent être adsorbés et leur probabilité de recombinaison dans cet état adsorbé est très élevée. La recombinaison en surface est liée au phénomène de diffusion.

D'autre part les deux types de recombinaison cités ci-dessus sont généralement caractérisés par différents modes de réactions qui sont les suivants :

- recombinaison ionique

$$X^+ + Y^- \rightarrow XY + h\nu$$

$$(XY)^+ + Z^- \rightarrow X + Y + Z \qquad (1)$$

$$X^+ + Y^- \rightarrow X^* + Y^*$$

$$X^+ + Y^- + Z \rightarrow X + Y + Z$$

- recombinaison électronique

$$X^+ + e \rightarrow X^* + h\nu$$

./...

$$
\begin{aligned}
(XY)^+ + e &\rightarrow (XY)^* \\
XX^+ + e &\rightarrow X^* + X \\
XX^+ + e &\rightarrow (XX)^* \\
X^+ + e &\rightarrow X^* \\
X^+ + e + Z &\rightarrow X^* + Z \\
XX^+ + e + X &\rightarrow XX + X \\
XX^+ + e + Y &\rightarrow XX + Y \\
X^+ + e + X^+ &\rightarrow X^* + X^+ \\
X^+ + e + e &\rightarrow X^* + e
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

A ces principaux mécanismes de recombinaison, on peut ajouter un grand nombre de mécanismes plus complexes mais beaucoup moins probables.

Une question importante qui détermine le mécanisme de recombinaison est l'évacuation de l'énergie libérée. Celle-ci peut être importée par un photon ou par un troisième corpuscule d'où résultent les deux types de réactions :

- réaction entre deux particules (recombinaison à deux corps)

- réaction entre trois particules (recombinaison à trois corps)

L'équation générale d'évolution de la densité électronique au cours de ces types de recombinaison se présente sous la forme :

$$\nu_i \cdot n_e - \sum_{j,e} \alpha_{2,j,e} \cdot n_j \cdot n_e - \sum_{j,k,e} \alpha'_{3,j,k,e} \cdot n_j \cdot n_k \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (3)$$

ou

$\sum_{j,e} \alpha_{2,j,e} \cdot n_j \cdot n_e$: terme de recombinaison à deux corps

$\sum_{j,k,e} \alpha'_{3,j,k,e} \cdot n_j \cdot n_k \cdot n_e$: terme de recombinaison à trois corps

$\nu_i \cdot n_e$: terme d'ionisation par collisions

$\alpha_{2,j,e}$: coefficient de recombinaison à deux corps

$\alpha'_{3,j,k,e}$: coefficient de recombinaison à trois corps

$n_{j,k}$: densités d'espèce j,k, des particules

n_e : densité électronique

./...

Suivant la forme d'évacuation d'énergie de recombinaison on appelle les phénomènes de recombinaison à deux corps respectivement : la recombinaison radiative, la recombinaison dissociative, la recombinaison mutuelle etc...

Par exemple on utilise pour une recombinaison à deux corps le terme de recombinaison radiative puisque l'excédent d'énergie est évacué par le rayonnement.

Ainsi on applique à la recombinaison à trois corps le terme de recombinaison collisionnelle puisque l'excédent d'énergie est évacué par collision avec un troisième corpuscule qui peut être un atome ou un électron.

D'une manière générale la recombinaison à deux corps est importante dans un plasma à faible pression. Par contre la recombinaison à trois corps est importante pour une pression élevée de gaz (quelque mm Hg).

1.2.1.1 Recombinaison ionique

Le mode de recombinaison ionique existe surtout dans un plasma formé dans un gaz électronégatif.

1.2.1.1.1 Recombinaison radiative

Un ion positif et un ion négatif entrant en collision se recombinent. L'énergie excédentaire de recombinaison est dissipée sous forme de rayonnement, suivant :

$$X^+ + Y^- \rightarrow XY + h\nu \qquad (4)$$

Ce mécanisme est possible pour une molécule qui admet une transition radiative entre ses niveaux électroniques et qui peut se dissocier en créant un ion positif et un ion négatif.

Le coefficient de recombinaison radiative (dominant aux basses pressions de 10^{-1}[mm Hg]) est de l'ordre de grandeur de $\alpha = 10^{-20}\ [\frac{m^3}{s}]$ [3,4]

1.2.1.1.2 Recombinaison dissociative

Ce mécanisme de recombinaison dissociative est possible quand un des ions est moléculaire :

$$(XY)^+ + Z^- \rightarrow X + Y + Z \qquad (5)$$

Le résultat de la réaction (5) est la neutralisation dissociative.

1.2.1.1.3 Recombinaison mutuelle

Dans ce mécanisme de recombinaison, la neutralisation s'effectue par l'échange des charges :

$$X^+ + Y^- \rightarrow X^* + Y^* \qquad (6)$$

L'énergie de recombinaison est utilisée pour exciter l'une des particules X ou Y, éventuellement les deux et pour augmenter leur énergie cinétique.

Le coefficient de recombinaison mutuelle (dominant aux très basses pressions de $10^{-3} \div 10^{-4}$[mm Hg]) est $\alpha = 10^{-14} \div 10^{-15}\ [\frac{m^3}{s}]$ [4].

./...

1.2.1.1.4 - Recombinaison par collision triple : ion positif - ion négatif - particule neutre

Un des ions participant à ce mécanisme perd une partie de son énergie par collision avec une particule neutre. Les deux ions, négatif et positif peuvent ensuite échanger leur charges, permettant ainsi la neutralisation :

$$X^+ + Y^- + Z \rightarrow X + Y + Z \qquad (7)$$

Les principales analyses de ce mécanisme de recombinaison sont dues à J.J. THOMSON [10] , P. LANGEVIN [11] et G.L. NATANSON [12]

J.J. THOMSON développe sa théorie en prenant les hypothèses suivantes :

- la réaction de recombinaison se produit entre un ion positif, un ion négatif et une particule neutre,
- les masses des ions sont égales aux masses des particules neutres
- la distribution de l'énergie des ions est maxwellienne
- chaque ion exerce une action limitée à une sphère de rayon r
- l'action des ions l'un sur l'autre est Coulombienne
- on ne tient compte à l'intérieur de la sphère de rayon r que de la première collision,
- les collisions des ions avec les particules neutres se font suivant le schéma des "boules de billard"
- après la collision ion-molécule, l'énergie cinétique de leur mouvement relatif est égale à $\frac{3}{2}$ kT
- la vitesse des particules après la collision est isotrope
- si l'énergie W d'un ion est inférieure à l'énergie potentielle $\int_{\infty}^{\infty} F(r)\, dr$ (ou F est la force de Coulomb $\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r^2}$), sa collision avec une particule neutre donne naissance à une recombinaison (critère de recombinaison)
- on ne tient pas compte des collisions d'excitation et de désexcitation

En tenant compte de ces hypothèses, THOMSON présente le coefficient de recombinaison sous la forme générale :

$$\alpha_3 = \pi \cdot r^2 \cdot \bar{c}_0 \cdot \omega \qquad (8)$$

ou ω : probabilité des collisions

$\bar{c}_0 = \sqrt{(c^+)^2 + (c^-)^2}$: vitesse relative des ions.

./...

On peut discuter deux cas :

- quand $\frac{2.r}{\lambda}$ est petit (faible pression du gaz $\omega \simeq \frac{r}{\lambda}$)

$$\alpha_3 = \frac{32.\sqrt{2.\pi}.e^6}{27.\sqrt{M_r}} \cdot \frac{1}{(k.T_e)^{\frac{5}{2}}} \cdot \left(\frac{1}{\lambda^+} + \frac{1}{\lambda^-}\right) \qquad (9)$$

où : M_r : masse réduite des ions

λ^+ : libre parcours moyen des ions positifs

λ^- : libre parcours moyen des ions négatifs

e : charge d'un électron

k : constante de BOLTZMANN

T_e : température électronique

La comparaison avec les résultats expérimentaux montre que l'expression (9) est satisfaisante lorsque la pression du gaz est de l'ordre de 100 mm Hg.

La valeur de ce coefficient, donné par [10] pour l'air à la température de 0°C et à la pression de 760 mm Hg est de :

$$\alpha_3 = 1{,}96 \times 10^{-16} \ \frac{m^3}{s}$$

- quand $\frac{2.r}{\lambda}$ est grand (forte pression du gaz $\omega \simeq 1$)

$$\alpha_3 = \frac{16.\sqrt{2.\pi}.e^4}{9.\sqrt{M_r}} \cdot \frac{1}{(k.T_e)^{\frac{3}{2}}} \qquad (10)$$

donne les valeurs les plus satisfaisantes pour une pression du gaz de l'ordre de grandeur de 1000 mm Hg. La formule (9) montre que lorsque la pression est faible ($\ll$ 1000 mm Hg) le coefficient de recombinaison augmente linéairement avec la pression du gaz. Les valeurs de α sont indépendantes de la pression du gaz lorsque celle-ci est forte ($\sim$ 1000 mm Hg).

La théorie de THOMSON n'est pas valable pour les pressions très fortes parce qu'elle suppose que la recombinaison a lieu nécessairement si la première collision d'un ion avec une particule neutre se produit à l'intérieur de la sphère de rayon r . THOMSON néglige le fait que pour de très fortes pressions ($\gg$ 1000 mm Hg), il peut exister plus d'une collision à l'intérieur de la sphère et qu'une de ces collisions peut changer l'énergie de l'ion et empêcher la recombinaison.

Une théorie valable pour une très forte pression du gaz de l'ordre de grandeur de 10 atm. ($r \gg \lambda$) a été présentée par P. LANGEVIN [11]

Les hypothèses les plus importantes de LANGEVIN sont les suivantes :

- le gaz est en équilibre thermodynamique

./...

- chaque ion exerce une action limitée à une sphère de rayon r
- on néglige l'effet d'agitation thermique
- la seule force existant entre les ions est une force de Coulomb,

$$F = \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2}$$

- il n'y a pas de phénomène de diffusion.

En tenant compte de ces hypothèses, LANGEVIN détermine un coefficient de recombinaison :

$$\alpha_3 = \frac{3 \cdot \pi \cdot e^2}{2 \cdot N_x \cdot Q_{i-x}} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{m_i \cdot k \cdot T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (11)$$

ou

e : charge d'un électron

N_x : nombre des particules neutres du gaz

Q_{i-x} : section efficace des collisions entre les ions et les atomes

m_i : masse d'un ion

T_e : température électronique

k : constante de BOLTZMANN

En augmentant la pression on voit que la valeur de α diminue, ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux pour une pression du gaz de 10 atm. L'analyse plus complète du mécanisme (7) de recombinaison a été faite par G.L. NATANSON [12]

Par rapport à l'analyse de THOMSON, NATANSON admet une autre répartition de l'énergie entre ion et molécule après la collision (qui est suivie par la recombinaison entre les ions) et il utilise un critère de recombinaison plus rigoureux.

On peut présenter ses hypothèses sous la forme suivante :

- l'énergie cinétique totale d'un ion est égale à 3 kT et elle se compose de l'énergie dans le mouvement relatif $\frac{3}{2}$ kT et de l'énergie de son centre de masse $\frac{3}{2}$ kT.
- l'expression de Coulomb $\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2}$ détermine l'énergie potentielle de chaque paire d'ions séparés par la distance r.
- à l'énergie cinétique dans le mouvement relatif $\frac{3}{2}$ kT, s'ajoute quand les ions s'approchent à une distance r l'énergie potentielle $\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2}$ $W = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} kT + \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2} \right)$. L'énergie du centre de masse ne varie pas au cours du mouvement des ions.
- après la collision d'un ion avec une particule neutre, l'énergie dans le mouvement relatif de l'ion diminue ;

$$W = \frac{3}{2} kT + \frac{1}{2} \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2}$$

./...

- une collision d'un ion avec une particule neutre engendre une recombinaison si l'énergie après la collision est :

$$W < \int_{r}^{r + B\lambda} F \, dr$$

(critère de recombinaison) ; ou $F = \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_o \cdot r^2}$, $B\lambda$ - est de l'ordre de grandeur de λ).

- on tient compte de toutes les collisions possibles à l'intérieur de la sphère de rayon r.

En conservant les autres hypothèses de THOMSON, NATANSON obtient un coefficient de recombinaison :

$$\alpha_3 = \pi \cdot r^2 \cdot \omega \cdot \overline{C}_o \cdot \left(1 + \frac{e^2}{r \cdot k \cdot T_e}\right) \cdot e^{\frac{e^2}{B\lambda \cdot k \cdot T_e}} \qquad (12)$$

ou

ω : fréquence des collisions

$\overline{C}_o = \sqrt{(C^+)^2 + (C^-)^2}$: vitesse relative des ions

e : charge d'un électron

T_e : température électronique

$\lambda = \lambda^+ = \lambda^-$: parcours moyens des ions

k : constante de BOLTZMANN

$B \simeq 1$

Cette expression diffère de la formule (8) de THOMSON par le terme $\left(1 + \frac{e^2}{r \cdot k \cdot T}\right)$ qui tient compte de la forme de trajectoire d'un ion et par le terme $e^{\frac{e^2}{B \cdot \lambda \cdot k \cdot T_e}}$ qui tient compte de la variation de la densité des ions lorsque r varie de r à $r + B\lambda$.

La théorie de NATANSON donne des résultats satisfaisants comparés aux résultats expérimentaux dans la région de pression du gaz 1 atm à 10 atm. Par contre, la théorie de THOMSON est utilisée pour les pressions de 100 mm Hg à 1000 mm Hg. La validité de la théorie de LANGEVIN est aussi limitée. Ce qui est présenté ci-dessus (11) donne les meilleurs résultats, par comparaison avec les résultats des mesures, quand la pression du gaz est de l'ordre de grandeur de 10 atm.

1.2.1.2 - Recombinaison électronique

Ce mode de recombinaison existe surtout dans un gaz électropositif.

La recombinaison à deux corps est prédominante dans un plasma de densité électronique faible et pour une basse pression du gaz. Certains de ces mécanismes de recombinaison dépendent aussi de la nature du gaz et de la température électronique T_e.

./...

Par contre letype de recombinaison à trois corps est dominant surtout pour une pression élevée du gaz et pour une densité électronique de l'ordre de $n_e = 10^{18} \div 10^{20}$ $[m^{-3}]$. Le coefficient de recombinaison à trois corps est en général fonction des diverses densités en jeu (n_e, n_i, n_o) et de la température électronique T_e.

1.2.1.2.1 - Recombinaison radiative

Dans ce mécanisme l'excédent de l'énergie de recombinaison est rayonnée :

$$X^+ + e \rightarrow X^* + h\nu \qquad (13)$$

L'atome ainsi formé est généralement excité. Ensuite il peut revenir à l'état fondamental ou être ionisé à nouveau. Le coefficient de recombinaison radiative, varie approximativement de 10^{-17} à 10^{-18} $[\frac{m^3}{s}]$ [3] .

1.2.1.2.2 - Recombinaison dissociative

Généralement ce mécanisme se produit entre un ion moléculaire positif et un électron. Une collision élastique entre eux donne une molécule excitée :

$$(XY)^+ + e \rightarrow (XY)^* \qquad (14)$$

Cet état est instable et sa durée de vie très courte (environ 10^{-15}S). La molécule se dissocie ensuite en créant deux atomes excités :

$$(XY)^* \rightarrow X^* + Y^* \qquad (14.a)$$

L'excédent de l'énergie de recombinaison se transforme en partie sous forme d'énergie cinétique du système et en partie sous forme d'énergie d'excitation. Pour certains gaz (par exemple : l'Argon, l'Hélium) on peut envisager aussi deux groupes de réaction :

soit

$$XX^+ + e \rightarrow X^* + Y \qquad (15)$$

soit

$$XX^+ + e \rightarrow XX \qquad (16)$$

La probabilité de ces réactions dépend de l'énergie cinétique interne de l'ion moléculaire-positif, ainsi que de l'énergie de l'électron.

L'analyse du mécanisme (14) est présentée par L.B. LOEB [2] en tenant compte des résultats expérimentaux de C. KENTY[13] et W.B. KUNKEL [14].

LOEB admet qu'on peut représenter l'évolution de la densité moléculaire, atomique et électronique, en fonction du temps par les formules :

$$\frac{dn_{XY}}{dt} = Z \cdot n_X - \alpha' \cdot n_{XY} \cdot n_e \qquad (17)$$

$$\frac{dn_X}{dt} = \alpha_1 \cdot n_X \cdot n_e - Z \cdot n_X \qquad (18)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_1 \cdot n_e - \alpha' \cdot n_X \cdot n_e \qquad (19)$$

./...

où

Z : fréquence des collisions des ions moléculaires du gaz à l'intérieur des sphères d'influence des ions (rayon r de la sphère déjà défini en 1.2.1.1.4)

α_1 : coefficient de recombinaison par collisions entre les ions atomiques et les électrons.

α' : coefficient de recombinaison par collisions entre les ions moléculaires et les électrons.

n_X : densité des ions atomiques

n_{XY} : densité des ions moléculaires

n_e : densité des électrons

Négligeant ensuite les collisions entre les ions atomiques et les électrons (α_1 - très petit) et admettant que $n_{XY} \ll n_X$, c'est-à-dire $n_X \simeq n_e$, LAEB obtient :

$$\frac{d\,n_e}{d\,t} \simeq - Z \cdot n_e \simeq - \alpha' \cdot n_e^2 \qquad (20)$$

d'où $$\alpha' = \frac{Z}{n_e} \qquad (21)$$

Prenant : $$Z = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot r^3 \cdot \overline{C}_o \cdot r_o^2 \cdot n_e^2 \qquad (22)$$

et pour l'Argon à température ordinaire :

$$\overline{C}_o = 3 \times 10^4 [\tfrac{cm}{s}]$$

$$r_o = 3 \times 10^{-8} [cm]$$

$$r = 1 \times 10^{-7} [cm]$$

$$n_e = 3{,}6 \times 10^9 \cdot p \quad (\text{où p en cm Hg})$$

soit $$Z = 5{,}7 \times 10^{-8} \cdot p^2 \qquad (23)$$

il a finalement :

$$\alpha' = \frac{5{,}7 \times 10^{-8} \cdot p^2}{n_e} \qquad (24)$$

La même méthode donne pour du Césium à température ordinaire :

$$Z = 10^{-5} \cdot p^2 \qquad (25)$$

et

$$\alpha' = \frac{10^{-5} \cdot p^2}{n_e} \qquad (26)$$

en prenant :

$$\overline{C}_o = 2{,}5 \times 10^4 [\tfrac{cm}{s}]$$

$$r_o = 1 \times 10^{-7} [cm]$$

$$r = 3 \times 10^{-7} [cm]$$

$$n_e = 3{,}6 \times 10^9 \cdot p, \quad (\text{où p en cm Hg})$$

./...

Généralement les valeurs des coefficients de recombinaison dissociative sont très élevées.

L.B. LOEB donne une valeur de ce coefficient de l'ordre de :

$\alpha = 10^{-14}$ à 10^{-16} $[\frac{m^3}{s}]$

1.2.1.2.3 - Recombinaison diélectronique

L'électron dans ce mécanisme est capturé sur l'un des niveaux supérieurs d'un ion en donnant un atome excité :

$$X^+ + e \rightarrow X^{**} \qquad (27)$$

Cet atome se désexcite partiellement en émettant un photon, formant ainsi un atome excité à un niveau différent :

$$X^{**} \rightarrow X^{*} + h\nu \qquad (27.a)$$

Dans certains cas l'atome peut revenir à l'état d'ionisation :

$$X^{**} \rightarrow X^{+} + e \qquad (27.b)$$

ou encore se désexciter totalement.

Le coefficient de recombinaison diélectrique est de l'ordre de grandeur du coefficient de recombinaison radiative mais, dans la plupart des cas la recombinaison radiative est beaucoup plus probable que la recombinaison diélectronique [1] .

1.2.1.2.4 - Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - particule neutre

Dans ce mécanisme, une particule chargée (électron à faible énergie ou ion) perd son énergie par collision avec une particule neutre et est ensuite capturée par une deuxième particule chargée pour donner la réaction :

$$X^+ + e + Z \rightarrow X^{*} + Z \qquad (28)$$

L'énergie libérée par la capture apparaît sous forme de rayonnement h :

$$X^{*} \rightarrow X + h\nu \qquad (28.a)$$

C'est le cas notamment de certaines expériences qui ont été exécutées pour la présente thèse. Si l'ion positif est un ion moléculaire, on peut tenir compte aussi de la probabilité de réaction du type :

$$XX^+ + e + X \rightarrow XX + X \qquad (29)$$

ou

$$XX^+ + e + Y \rightarrow XX + Y \qquad (30)$$

Ce phénomène est important dans un plasma faiblement ionisé et pour une pression élevée du gaz. Le calcul d'un coefficient de recombinaison pour le mécanisme (28) a été donné par L.P. PITAEVSKIĬ[15] . Il obtient le coefficient α

./...

à partir d'une équation de FOKKER - PLANCK en admettant que les processus de recombinaison se développent dans le plasma de la même façon que les processus de diffusion.

Examinant la réaction : $X^+ + e + X \rightarrow X\,X$, entre un ion positif, un électron et un atome, PITAEVSKII trouve :

$$\alpha_3 = \frac{32 \cdot \sqrt{2.\pi}\cdot m_e^{\frac{1}{2}} \cdot e^6 \cdot Q_{e-x} \cdot N_x}{(k.T_e)^{\frac{5}{2}} \cdot M_x} \qquad (31)$$

ou

m_e : masse d'un électron

e : charge d'un électron

N_x : densité des particules neutres du gaz

M_x : masse d'une particule neutre

Q_{e-x} : section efficace des collisions entre les électrons et les particules neutres

T_e : température électronique

k : constante de BOLTZMANN

Cette forme du coefficient de recombinaison ne tient pas compte des collisions inélastiques dans le plasma et elle est valable si :

$$e^2 N_X \cdot Q_{e-X} \sqrt{\frac{m_e}{M_X}} \ll k.T_e \ll \frac{\sqrt{\frac{m_e}{M_X}} \cdot e^2}{a}$$ où a- est le rayon de l'atome.

L'équation (31) n'est donc valable que pour certaines valeurs de la température T_e. Par exemple pour l'hélium la température doit être inférieure à $T_e = 1500°K$. Pour des valeurs supérieures, les valeurs données par (31) sont supérieures aux valeurs réelles.

D'autre part, Mc. NAB et K. ROBINSON [16] suggèrent qu'en tenant compte des collisions inélastiques la valeur réelle du coefficient de recombinaison peut être beaucoup plus grande que la valeur trouvée en (31). L'expression (31) présentée par PITAEVSKII peut être également comparée à la formule de coefficient de recombinaison donnée par THOMSON dans sa théorie de recombinaison à trois corps [10] pour le mécanisme du type (28). Cette théorie tient compte des hypothèses admises pour la réaction (7) en remplaçant seulement un ion négatif par un électron.

La formule obtenue par THOMSON se présente sous la forme :

$$\alpha_3 = \frac{64 \cdot (3.\pi^2)^{\frac{1}{2}}}{81} \cdot \frac{e^6 \cdot m_e^{\frac{1}{2}} \cdot Q_{e-X} \cdot N_X}{M_X \cdot (k.T_e)^{\frac{5}{2}}} \qquad (32)$$

La valeur numérique de α_3 calculée à partir de la formule (32) est environ 6,2 fois plus petite que la valeur du coefficient de recombinaison calculée au moyen de l'expression (31).

En comparant les théories de THOMSON [10] et de PITAEVSKIĬ, cette dernière semble donner (par rapport aux résultats expérimentaux) des valeurs de α_3 plus exactes pour les limites de $k\,T_e$ présentées ci-dessus.

D'autre part, en remplaçant un ion négatif par un électron dans la théorie de LANGEVIN [11] on obtient aussi de la même façon la valeur du coefficient de recombinaison pour le mécanisme du type (28) :

$$\alpha_3 = \frac{3 \cdot \pi \cdot e^2}{4 \cdot N_X \cdot Q_{e-X}} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{m_e \cdot k \cdot T_e}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (33)$$

Cette formule donne des résultats en accord avec les résultats expérimentaux pour une pression du gaz de l'ordre de grandeur de 10 atm. soit la même que pour l'expression (11).

En résumé:

- la théorie de THOMSON semble valable lorsque la pression est comprise entre 100 et 1000 [mm Hg].
- les résultats numériques obtenus par la théorie de PITAEVSKIĬ sont plus proches des résultats expérimentaux que les résultats obtenus à partir de la théorie de THOMSON pour les pressions de 100 mm Hg à 1000 [mm Hg].
- la théorie de LANGEVIN conduit aux valeurs les plus exactes pour des valeurs de la pression du gaz voisine de 10 atm.

1.2.1.1.5 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - ion positif

Un électron de faible énergie entrant en collision avec un ion positif perd son énergie et est ensuite capturé par un autre ion positif suivant :

$$X^+ + e + X^+ \rightarrow X^* + X^+ \qquad (34)$$

1.2.1.1.6 Recombinaison par collision triple : ion positif - électron - électron

Un des électrons participant à ce mécanisme perd une partie de son énergie par collision avec un autre électron et est capturé par un ion positif :

$$X^+ + e + e \rightarrow X^* + e \qquad (35)$$

L'électron participant à la collision peut ensuite absorber une fraction ou la totalité de l'énergie de recombinaison ; il peut être une source de rayonnement de spectre continu, ou par des collisions ultérieures, exciter ou ioniser un autre atome.

Dans le cas où l'atome résultant reste excité, il sera lui-même une source de rayonnement :

$$X^* \rightarrow X + h\nu \qquad (35.a)$$

./...

Les expériences montrent que le mécanisme (35) est un des plus importants dans les recombinaisons de type à trois corps.

Dans les plasmas de forte densité électronique, ce mécanisme est très probable et même bien souvent prépondérant.

Les coefficients de recombinaison du mécanisme (35) sont en effet proportionnels à la densité électronique et peuvent atteindre des grandeurs de 10^{-17} à 10^{-19} [m^3/s] [17,27] Ces valeurs sont encore plus grandes en présence de recombinaison dissociative.[3]

1.2.1.1.7 Recombinaison radiativo-collisionnelle

BATES, KINGSTON et Mc WHIRTER [18, 19] ont essayé de mettre au point une théorie faisant intervenir simultanément les divers mécanismes collisionnels et radiatifs. Ils examinent ces divers mécanismes possibles, au cours d'une recombinaison dans l'hydrogène atomique. Les réactions élémentaires qui peuvent à priori se produire dans un tel système sont les suivantes :

$$H^+ + e + e \rightarrow H(p) + e \qquad (36)$$

$$H(p) + e \rightarrow H^+ + e + e \qquad (37)$$

$$H(p) + e \rightarrow H(q) + e\ , \quad (q < p) \qquad (38)$$

$$H(p) + e \rightarrow H(q) + e\ , \quad (q > p) \qquad (39)$$

$$H^+ + e \rightarrow H(p) + h\nu\ , \qquad (40)$$

$$H(p) \rightarrow H(q) + h\nu \qquad (41)$$

$$H(p) + h\nu \rightarrow H(p) \qquad (42)$$

$$H(p) + h\nu \rightarrow H^+ + e \qquad (43)$$

Les notations (p) et (q) sont relatives à divers états excités de l'atome d'hydrogène.

En tenant compte du système des équations pour un certain nombre de transitions possibles, BATES présente l'équation d'évolution de la densité électronique de recombinaison radiativo-collisionnelle sous la forme :

$$\frac{d\, n_{H^+}}{d\, t} = - \alpha \cdot n_{H^+} \cdot n_e + S \cdot n(1) \cdot n_e \qquad (44)$$

où

n_{H^+} : densité des atomes H dans l'état ionisé

$n(1)$: densité des atomes H dans l'état fondamental

α : coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle

S : coefficient d'ionisation radiativo-collisionnelle

Les valeurs α et S sont fonction de $n_{H^+} = n_e$ et de T_e.

./...

D'après [18,19] pour $T_e < 10\,000°K$ et de faibles valeurs de n(1), S est complètement négligeable devant α ; par contre les valeurs de S augmentent avec la réabsorption du rayonnement dans le plasma.

L'analyse faite montre que :

- pour de faibles valeurs de n_e, le coefficient α est indépendant de n_e et la recombinaison est gouvernée particulièrement par la réaction radiative (40)

- pour de fortes valeurs de n_e, le coefficient α devient proportionnel à n_e, ce qui montre que la recombinaison est gouvernée par la réaction (36) de recombinaison par collision à trois corps.

Les valeurs correspondantes de α sont beaucoup plus élevées pour la recombinaison collisionnelle que pour la recombinaison radiative.

Plusieurs valeurs numériques de α et de S en fonction de n_e et de T_e sont données pour l'hydrogène dans les travaux [18,19]

En discutant les deux cas de plasma d'hydrogène suivants [19] :

a) plasma "optiquement épais" pour les lignes de la série de Lyman

b) plasma "optiquement épais" pour les lignes de toutes les séries.

BATES et ses collaborateurs [19] admettent que :

- le plasma est neutre en volume $n(H^+) = n_e$ et il est en équilibre thermodynamique ; la loi de SAHA est applicable.

- la fonction de distribution des vitesses électroniques est maxwellienne à une température T_e bien définie

- l'énergie moyenne des électrons est $kT_e \ll 10$ eV.

- les taux des réactions sont calculés en utilisant pour les sections efficaces électroniques les formules approchées de M. GRYZINSKI [21] et les résultats des travaux de M. J. SEATONA [7] et de A. BURGESSA [22]

En plus les auteurs [19] négligent les transitions électroniques des particules entrant en collisions ainsi que les collisions inélastiques (39) et superélastiques (30).

Pour le type de plasma discuté (plasma "optiquement épais"), BATES et KINGSTON [24] traduisent la dépendance de α, n_e et T_e par un diagramme liant les deux grandeurs :

$$X = \log n_e - 4{,}2 \log \left(\frac{T_e}{250}\right) \qquad (45)$$

$$Y = 0{,}63 \log\left(\frac{T_e}{250}\right) + \log \alpha \qquad (46)$$

La figure 1, présente une comparaison des résultats de la théorie de la recombinaison radiativo-collisionnelle de BATES (plasma "optiquement épais") avec la théorie de la recombinaison dissociative de LOEB [2]. Utilisant les mêmes hypo-

thèses de base que précédemment les auteurs [18] présentent également une deuxième théorie de recombinaison radiativo-collisionnelle pour un plasma d'hydrogène, "optiquement mince" pour toutes les longueurs d'ondes (les réactions (42) et (43), d'absorption des photons sont négligeables).

La figure 2 représente une comparaison de la théorie de recombinaison radiativo-collisionnelle de BATES, KINGSTON et Mc WHIRTER pour un plasma, "optiquement épais" [19] ($\alpha^{(i)}$ est le coefficient de recombinaison pour un plasma non transparent pour les longueurs d'onde de la série de LYMAN, $\alpha^{(ii)}$ est le coefficient de recombinaison pour un plasma non transparent pour les longueurs d'ondes de toutes les séries) avec la théorie de recombinaison radiativo-collisionnelle des mêmes auteurs pour un plasma "optiquement mince" [18](α' est le coefficient de recombinaison pour un plasma transparent pour toutes les longueurs d'ondes).

On voit que pour une température de 2000°K, si la densité électronique est de $10^{18}\ [m^{-3}]$, le coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle est de $10^{-17}\ [\frac{m^3}{s}]$ pour un plasma "optiquement épais" et de $7 \times 10^{-17}\ [\frac{m^3}{s}]$ pour un plasma "optiquement mince".

Egalement pour une température de 2000 à 4000°K et une densité électronique de $10^{21}\ [m^{-3}]$ la différence entre le coefficient de recombinaison pour le plasma "optiquement épais" et le coefficient de recombinaison pour le plasma "optiquement mince" est négligeable.

E. HINNOV et J.G. HIRSCHBERG [20] examinent les réactions possibles pour l'hydrogène (excité ou ionisé) et pour l'hélium (excité ou une fois ionisé) en admettant que l'énergie moyenne des électrons est $k\,T_e \leqslant 0{,}25$ eV. et en tenant compte des transitions radiatives (absorption des photons non négligeables - "plasma optiquement épais"). Les sections efficaces des collisions pour l'hydrogène et pour l'hélium sont calculées d'après la théorie de THOMSON [10]

Conservant les autres hypothèses de [19], HINNOV et HIRSCHBERG trouvent le coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle :

$$\alpha = \alpha_C + \alpha_R$$

où

α_C - est le coefficient de recombinaison collisionnelle

$$\alpha_C \approx 5{,}6 \times 10^{-27} \cdot (k.T_e)^{-\frac{9}{2}} \cdot n_e \qquad (47)$$

et

α_R - est le coefficient de recombinaison radiative

$$\alpha_R \approx 2{,}7 \times 10^{-13} \cdot (k.T_e)^{-\frac{3}{4}} \qquad (48)$$

La théorie de HINNOV et HIRSCHBERG donne pour une densité électronique $n_e \geqslant 10^{18}\ [\frac{m^3}{s}]$, une valeur du coefficient de recombinaison radiativo-collisionnelle pour un plasma "optiquement épais", égal à $5 \times 10^{-16}\ [\frac{m^3}{s}]$.

./...

A cause de certaines simplifications de calcul, la valeur numérique de α_c doit être d'après [20] multipliée par un facteur de 1 à 2.

Pour des valeurs de la température électronique telle que $k T_e > 0{,}25$ eV., l'équation (48) donne des valeurs de α_c supérieures aux valeurs trouvées expérimentalement. La figure 3 présente une comparaison de la théorie de BATES, KINGSTON et Mc WHIRTER [19] (le plasma "optiquement épais") sous une forme présentée par BATES et KINGSTON [24], avec la théorie de HINNOV et HIRSCHBERG [20] pour le même type du plasma. Outre les différences qui existent entre les deux méthodes en ce qui concerne les hypothèses de base, il convient de remarquer aussi des écarts dans le choix des calculs relatifs aux sections efficaces.

1.2.2. - Attachement électronique

Une autre cause éventuelle de disparition des électrons dans un gaz est l'attachement des électrons à des atomes ou à des molécules neutres.

Selon le cas, on peut envisager deux groupes d'attachement :

- attachement en volume

Il est dû à l'attraction des électrons libres par des atomes ou des molécules à l'intérieur du volume de plasma. Ce phénomène est prépondérant dans un plasma de volume suffisamment grand.

- attachement en surface

Dans ce cas les électrons qui atteignent la surface du récipient peuvent y être adsorbés et leur probabilité d'attachement dans cet état adsorbé est très élevée. Les deux types d'attachement électronique cités ci-dessus existent souvent dans le plasma simultanément avec d'autres phénomènes tels que diffusion ou recombinaison ionique.

D'autre part ils sont généralement caractérisés par différents mécanismes de réactions qui sont les suivants :

$$
\begin{aligned}
&X + e \rightarrow X^- + h\nu \\
&XY + e \rightarrow X + Y^- \\
&XY + e \rightarrow X^- + Y^+ + e \\
&XY + e \rightarrow X^- + Y^* \\
&XX + e + Y \rightarrow XX^- + Y
\end{aligned}
\qquad (49)
$$

A ces principaux mécanismes d'attachement électronique on peut ajouter un certain nombre de mécanismes plus complexes mais moins probables.

En tenant compte de la forme d'évacuation de l'énergie libérée au cours du phénomène d'attachement électronique on envisage les deux types de réaction :

- réaction entre deux particules (attachement à deux corps)

- réaction entre trois particules (attachement à trois corps)

./...

L'équation générale d'évolution de la densité électronique au cours de ces types d'attachement se présente sous la forme :

$$\nu_i \cdot n_e - \sum_{k,e} \beta_{2,k,e} \cdot n_k \cdot n_e - \sum_{p,k,e} \beta'_{3,p,k,e} \cdot n_p \cdot n_k \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (50)$$

ou

$\nu_i \cdot n_e$: terme d'ionisation par collisions

$\sum_{k,e} \beta_{2,k,e} \cdot n_k \cdot n_e$: terme d'attachement électronique à deux corps

$\sum_{p,k,e} \beta'_{3,p,k,e} \cdot n_p \cdot n_k \cdot n_e$: terme d'attachement électronique à trois corps

$\beta_{2,k,e}$: coefficient d'attachement électronique à deux corps

$\beta'_{3,p,k,e}$: coefficient d'attachement électronique à trois corps

n_k , n_p : densités d'espèce, k, p des particules

n_e : densité électronique

Suivant la forme d'évacuation d'énergie d'attachement on appelle les phénomènes d'attachement à deux corps respectivement : l'attachement radiatif et l'attachement dissociatif ainsi que l'on applique aux attachements à trois corps le terme d'attachement collisionnel. Les coefficients d'attachement électronique à deux corps comme à trois corps sont fonction de l'énergie des électrons : β_2 - varie dans le même sens que l'énergie des électrons, β'_3 - varie en sens inverse. On les présente souvent sous la forme : $\beta_2 \cdot n_e + \beta'_3 \cdot n_e^2 = \nu_a$ ou ν_a est la fréquence d'attachement [26] .

La probabilité d'attachement dépend de l'affinité électronique (le potentiel d'attachement) qui décroît aux hautes températures.

Le tableau 1 présente les valeurs extrapolées de l'affinité électronique pour différents gaz.

Tableau 1. Valeurs extrapolées de l'affinité électronique E [eV] pour différents gaz [6]

Gaz	He	Mg	A	Ne	N	Na	Li	H	Hg	J	Br	Cl	O	F
E[eV]	-0,53	-0,87	(-1,0)	-1,20	0,04	0,08	0,34	0,76	1,79	3,21	3,67	3,70	3,80	3,94

1.2.2.1 Attachement radiatif

Lorsqu'un électron rencontre un atome ou une molécule neutre il peut être capturé pour former un ion négatif :

$$X + e \rightarrow X^- + h\nu \qquad (51)$$

L'énergie libérée par la capture apparait sous forme de rayonnement.

./...

1.2.2.2 Attachement dissociatif

Dans ce mécanisme un électron entre en collision avec une molécule neutre.

Selon les valeurs de l'énergie électronique, la molécule peut se dissocier de trois façons différentes.

On a :

$$\text{soit} \quad XY + e \rightarrow X + Y^- \tag{52}$$

Le résultat de la réaction (52) donne un atome neutre et un ion négatif qui est formé par la capture de l'électron par le deuxième atome de la molécule X Y.

$$\text{soit encore} \quad XY + e \rightarrow X^- + Y^+ + e \tag{53}$$

$$\text{ou} \quad XY + e \rightarrow X^- + Y^* \tag{54}$$

Les réactions (53) et (54) peuvent être provoquées par un électron à forte énergie cinétique entrant en collision avec une molécule neutre.

1.2.2.3 Attachement par collision triple : molécule neutre - électron - particule neutre

L'électron de faible énergie perd son énergie par collision avec une particule neutre. Puis il est attaché à la molécule :

$$XX + e + Y \rightarrow XX^- + Y \tag{55}$$

L'énergie d'attachement apparaît sous forme d'augmentation de l'énergie cinétique de la particule neutre.

1.2.3 - Phénomène de diffusion

Le phénomène de diffusion joue un rôle important dans un plasma à basse pression lorsqu'il y a un gradient de densité électronique.

La recombinaison en volume peut rendre négligeable le phénomène de diffusion. Par contre la recombinaison et l'attachement en surface ont lieu en même temps que la diffusion.

L'expression générale d'évolution de la densité électronique au cours de la post-décharge peut être mise sous la forme :

$$\frac{dn_e}{dt} = -D.\nabla^2.n_e = -\frac{D}{\Lambda_1^2}.n_e \tag{56}$$

en ne conservant que les termes relatifs au mode fondamental.

Dans cette équation on a :

D : coefficient de diffusion qui suivant les différents cas s'appelle coefficient de diffusion libre ou ambipolaire des ions ou des électrons.

./...

Λ_1 : longueur de diffusion du mode fondamental.

1.2.3.1 Diffusion libre des électrons et des ions

On tend vers le cas de la diffusion libre lorsque $h_o \gg \left|\frac{\mu_e}{\mu_i}\right| . \Lambda_1$ [9] .

Sous l'effet de l'agitation thermique et du gradient de densité électronique, ions et électrons diffusent librement. L'analyse de ce phénomène se fait généralement en utilisant les hypothèses suivantes :

- les valeurs n_e et n_i très faibles
- pas de champs électro-magnétiques
- le champ électrique de charge d'espace négligeable
- le gaz presque isotrope et en régime d'équilibre thermique (n_o = const., T_o = const. et ne dépendent pas de la position dans le gaz).
- la température électronique T_e est constante.
- la densité et la température des molécules uniformes
- il y a un gradient de la pression électronique dans le gaz.

Pour ce type de diffusion le rapport du coefficient de diffusion libre des ions à celui des électrons est très inférieur à 1, $\frac{D_e}{D_i} \sim \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \gg 1$, [9] .

Généralement l'étude de la diffusion libre est faite en analysant séparement le cas de la diffusion libre des électrons et de la diffusion libre des ions.

1.2.3.2 Diffusion ambipolaire des électrons et des ions

Lorsque dans une région de plasma la densité des porteurs de charges varie (par exemple près des parois), les électrons dans cette partie du plasma diffusent plus vite que des ions ($\mu_e \gg \mu_i$; $D_e \gg D_i$). Ils rendent donc le plasma localement positif. Le champ électrique de charge d'espace ainsi créé s'oppose à la diffusion des électrons et les retient dans leur mouvement. Les études faites montrent que dans ce cas les mouvements des ions et des électrons peuvent être traités comme si l'ensemble des charges diffusaient avec une vitesse commune. C'est le cas de la diffusion ambipolaire. Le phénomène de diffusion ambipolaire est généralement présent dans un plasma où l'on peut admettre que :

- les valeurs de n_e et de n_i sont élevées
- il y a un gradient du champ électrique
- il y a un gradient de pression
- les températures T_e et T_i sont constantes
- $\frac{n_i}{n_e}$ = const.
- les flux d'électrons et d'ions qui atteignent la paroi sont égaux

$$n_e . \vec{V}_e = n_i . \vec{V}_i$$

Dans le cas extrême où le couplage entre les deux espèces de particules, est total, on a $n_e = n_i$ et $\frac{D_i}{D_e} = 1$, également $h_o \ll \Lambda_1$ [9] . C'est ce qu'on appelle

./...

la diffusion ambipolaire parfaite.

La théorie simple de la diffusion ambipolaire n'est pas valable au voisinage des parois et il peut être nécessaire de faire appel à une théorie plus compliquée si le plasma est susceptible de contenir plusieurs espèces d'ions [25] .

1.3 DIFFERENTS TYPES DE LOIS DE DECROISSANCE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

En analysant les différents types de recombinaison et de diffusion on détermine dans chaque cas la nature de l'évolution des paramètres physiques à l'intérieur du plasma.

C'est essentiellement le processus d'évolution de la densité électronique n_e qui caractérise les divers phénomènes de recombinaison et de diffusion.

L'écart entre ces processus est surtout très appréciable dans un plasma à forte densité électronique.

Près des parois la densité électronique n'est généralement pas homogène à cause de la recombinaison en surface. Souvent aussi, dans cette région, le phénomène de diffusion influence la répartition de densité . Finalement la loi mathématique exprimant la variation de la densité électronique en fonction du temps peut caractériser chaque type de recombinaison, d'attachement et de diffusion.

En supposant le plasma neutre, c'est-à-dire $n_i = n_e$, on a :

$$\nu_i \cdot n_e - D.\nabla^2.n_e - \nu_a \cdot n_e - \sum_{j,e} \alpha_{2,j,e} \cdot n_j \cdot n_e - \sum_{j,e,l} \alpha'_{3,j,e,l} \cdot n_j \cdot n_e \cdot n_l = \frac{\partial n_e}{\partial t} \quad (57)$$

où :

$\nu_i \cdot n_e$: terme d'ionisation par les collisions

$D.\nabla^2 n_e$: terme de diffusion

$\nu_a \cdot n_e$: terme d'attachement électronique

$\sum_{j,e} \alpha_{2,j,e} \cdot n_j \cdot n_e$: terme de recombinaison à deux corps

$\sum_{j,e,l} \alpha'_{3j,e,l} \cdot n_j \cdot n_e \cdot n_l$: terme de recombinaison à trois corps

On peut admettre, dans l'étude d'une post-décharge, que les électrons sont après relaxation, en équilibre thermodynamique avec les molécules par conséquent à une température suffisamment faible pour que $\nu_i = 0$, et l'équation d'évolution de n_e se réduit alors à :

$$- D.\nabla^2 n_e - \nu_a \cdot n_e - \sum_{j,e} \alpha_{2j,e} \cdot n_j \cdot n_e - \sum_{j,e,l} \alpha'_{3j,e,l} \cdot n_j \cdot n_e \cdot n_l = \frac{\partial n_e}{\partial t} \quad (58)$$

Pour les valeurs élevées de la température électronique où peuvent exister des électrons à forte énergie cinétique ceux-ci ne sont pas en équilibre avec les molécules du gaz et le terme $\nu_i \cdot n_e$ joue un rôle important.

Les lois mathématiques d'évolution de la densité électronique en fonction du temps présentées ci-dessous caractérisent les divers cas déjà envisagés.

/...

1.3.1 - Variation de la densité électronique pour une recombinaison en volume à deux corps.

Eliminant le cas des gaz électronégatifs et négligeant les phénomènes de diffusion et le phénomène d'attachement électronique, ainsi que la recombinaison à trois corps, pour un plasma neutre en volume $\sim n_i = n_e$, l'équation (58) se présente sous la forme :

$$-\alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (59)$$

Sous les deux hypothèses : $T_e = \text{const}$, $\alpha_2 = f(T_e) = \text{const}$ on intègre immédiatement cette équation pour obtenir :

$$\frac{1}{n_e(t)} - \frac{1}{n_{eq}} = \alpha_2 . t + C \qquad (60)$$

où

$n_e(t)$: désigne la densité électronique à l'instant t au cours de la post-décharge

n_{eq} : désigne la densité électronique à l'équilibre, $t = t_{eq}$.

Si l'on trouve expérimentalement une variation linéaire de $\frac{1}{n_e(t)}$ en fonction du temps on est conduit à penser que ce phénomène est prépondérant dans le plasma étudié.

En tenant compte du terme d'ionisation on peut discuter les deux cas suivants :

- le terme d'ionisation est égal à $\nu_i n_e$ (ionisation par collision entre particules). On obtient l'équation d'évolution de la densité électronique correspondant à la réaction du type (14) :

$$\nu_i \cdot n_e - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (61)$$

qui par intégration donne :

$$\frac{n_e(t)}{n_{eq}} \cdot \frac{1 - \frac{\alpha_2}{\nu_i} \cdot n_{eq}}{1 - \frac{\alpha_2}{\nu_i} \cdot n_e(t)} = K_1 \cdot e^{\nu_i \cdot (t - t_\infty)} \qquad (62)$$

- le terme d'ionisation est égal à μ_2 (ionisation par rayonnement) et onttrouve l'équation d'évolution de la densité électronique correspondant à la réaction du type (13) :

$$\mu_2 - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (63)$$

on intègre cette équation pour obtenir :

$$\frac{n_e(t) + n_{eq}}{n_e(t) - n_{eq}} = C \cdot e^{2 \cdot \sqrt{\alpha_2 \cdot \mu_2} \cdot t} \qquad (64)$$

La réaction du type (13) peut donc être considérée comme prépondérante dans le plasma étudié si la variation de $\log \left(\frac{n_e(t) + n_{eq}}{n_e(t) - n_{eq}} \right)$ en fonction du temps,

./...

est linéaire. Le problème est évidemment plus compliqué en présence de plusieurs espèces d'ions avec différents coefficients de recombinaison

1.3.2 - Variation de la densité électronique pour une recombinaison en volume à trois corps.

Ce type de recombinaison peut être prédominant si le gaz n'est pas électronégatif et si les phénomènes de diffusion et d'attachement électronique ainsi que de recombinaison à deux corps sont négligeables.

L'équation d'évolution pour la réaction de recombinaison (35) peut être écrite sous la forme :

$$- \frac{\alpha_3}{n_{eq}} \cdot n_e^3 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (65)$$

Le coefficient de recombinaison est $\alpha_3 = f(n_e, n_i, n_o, T_e)$. Cette équation s'intègre suivant :

$$\frac{1}{2 \cdot n_e^2(t)} - \frac{1}{2 \cdot n_{eq}^2} = \alpha_3 \cdot t + C \qquad (66)$$

Si, expérimentalement, on trouve que $\frac{1}{n_e^2(t)}$ varie linéairement en fonction du temps, cela peut signifier que le phénomène de recombinaison à trois corps est dominant. Envisageant l'influence du terme d'ionisation $\nu_i \cdot n_e$ par collision entre les particules on obtient l'équation d'évolution (65) sous la forme :

$$\nu_i \cdot n_e - \frac{\alpha_3}{n_{eq}} \cdot n_e^3 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (67)$$

qui par intégration donne :

$$\frac{n_e^2(t)}{n_e^2(t) - n_{eq}^2} = e^{2.\nu_i \cdot t + C} \qquad (68)$$

La variation linéaire de $\log \left(\frac{n_e^2(t)}{n_e^2(t) - n_{eq}^2}\right)$ en fonction du temps montre que ce type de recombinaison est prépondérant dans le plasma étudié.

1.3.3 - Variation de la densité électronique pour un attachement électronique

Si les hypothèses qui ont été présentées dans le chapitre 1.2.2 sont vérifiées, le phénomène d'attachement électronique peut se trouver prépondérant.

Dans ces conditions, l'équation d'évolution de n_e se présente sous la forme :

$$- \nu_a \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (69)$$

qui s'intègre en :

$$n_e(t) = n_{eq} \cdot e^{-\nu_a \cdot t} + C \qquad (70)$$

L. M. CHANIN, A.V. PHELPS et M.A. BIONDI [26] ont défini la fréquence d'attachement par l'expression :

$$\nu_a = \beta_2 \cdot N + \beta'_3 \cdot N^2$$

./...

ou

β_2 : coefficient d'attachement électronique à deux corps

β'_3 : coefficient d'attachement électronique à trois corps

N : densité du gaz.

Une variation linéaire de log $n_e(t)$ en fonction du temps, invite à rechercher si le phénomène d'attachement électronique est le phénomène dominant.

La pente de la droite donne la valeur de ν_a. En présence d'un terme d'ionisation $\nu_i \cdot n_e$, l'équation (69) prend la forme :

$$\nu_i \cdot n_e - \nu_a \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (71)$$

On intègre cette équation pour obtenir :

$$n_e(t) = n_{eq} \cdot e^{(\nu_i - \nu_a) \cdot t} + C \qquad (72)$$

Si l'on trouve expérimentalement une variation linéaire de log $n_e(t)$ en fonction du temps, on est conduit à croire que ce phénomène peut être dominant dans le cas étudié.

1.3.4 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par la diffusion

Quand le phénomène de la diffusion est dominant dans le plasma, on peut déterminer l'évolution de la densité électronique dans un élément de volume du gaz ionisé par l'expression :

$$-\frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (73)$$

Connaissant la répartition de la densité à l'instant initial on obtient pour le mode fondamental l'équation d'évolution de la densité électronique sous la forme :

$$n_e(t) = n_{eq} \cdot e^{-\frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot t} + C \qquad (74)$$

ou

dans le cas de la diffusion libre des électrons et des ions les coefficients de diffusion D sont égals respectivement à :

$$D_e = \frac{k \cdot T_e}{m_e \cdot \nu'_1} \quad , \quad D_i = \frac{k \cdot T_i}{m_i \cdot \nu'_1}$$

et dans le cas de la diffusion ambipolaire

$$D_a = \frac{D_i}{D_e} \cdot \frac{\mu_i \cdot D_e - \mu_e \cdot D_i}{\frac{D_i}{D_e} \cdot \mu_i - \mu_e}$$

L.B. LOEB [2] donne la longueur de la diffusion Λ_1 en fonction des dimensions du plasma. Pour une cavité cylindrique dans le mode fondamental on a :

$$\frac{1}{\Lambda_1^2} = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{R}\right)^2$$

./...

ou

H : hauteur du plasma

R : rayon du plasma

Une variation linéaire de $\log n_e(t)$ de l'expression (74) en fonction du temps permet de supposer que la diffusion peut être prépondérante dans le plasma.

La pente de la droite donne la valeur de $\frac{-D}{\Lambda_1^2}$.

Si, le terme d'ionisation n'est pas négligeable au cours de post-décharge, l'expression (73) prend la forme suivante :

$$\nu_i \cdot n_e - \frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (75)$$

qui s'intègre en

$$n_e(t) = n_{eq} \cdot e^{(\nu_i - \frac{D}{\Lambda_1^2}) \cdot t} + C \qquad (76)$$

Si, expérimentalement, on trouve que $\log n_e(t)$ varie linéairement en fonction du temps cela signifie que la diffusion peut être envisagée comme phénomène dominant dans la cas étudié.

1.3.5 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée simultanément par un phénomène d'attachement électronique et un phénomène de recombinaison à deux corps

Dans le cas où les deux phénomènes existent simultanément dans le plasma, en supposant que les ions négatifs disparaissent très rapidement par recombinaison avec les ions positifs et que le plasma est neutre en volume, $n_i = n_e$, on peut donner l'équation d'évolution sous la forme :

$$-\alpha_2 \cdot n_e^2 - \nu_a \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (77)$$

Par intégration on obtient

$$\frac{n_e(t)}{n_{eq}} \cdot \frac{1 + \frac{\alpha_2}{\nu_a} \cdot n_{eq}}{1 + \frac{\alpha_2}{\nu_a} \cdot n_e(t)} = K_1 \cdot e^{-\nu_a (t - t_\infty)} \qquad (78)$$

En présence du terme d'ionisation $\nu_i \cdot n_e$ on trouve :

$$-\alpha_2 \cdot n_e^2 - \nu_a \cdot n_e + \nu_i \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (79)$$

qui s'intègre suivant :

$$\frac{n_e(t)}{n_{eq}} \cdot \frac{1 - \frac{\alpha_2}{\nu_i - \nu_a} \cdot n_{eq}}{1 - \frac{\alpha_2}{\nu_i - \nu_a} \cdot n_e(t)} = K_1 \cdot e^{(\nu_i - \nu_a) \cdot (t - t_\infty)} \qquad (80)$$

./...

1.3.6 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par un phénomène de diffusion en présence d'attachement électronique

On admet que la recombinaison en volume entre les ions positifs et les électrons n'existe pas dans le cas discuté. Les électrons disparaissent par diffusion et par attachement.

L'évolution de la densité électronique dans les conditions envisagées s'exprime mathématiquement sous la forme :

$$- D.\nabla^2 n_e - \nu_a . n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (81)$$

Elle tient compte du fait que la production des ions négatifs est compensée presque complètement par la recombinaison avec les ions positifs. Donc, la densité des ions négatifs est négligeable devant celle des électrons. D'autre part on a toujours $n_i = n_e$.

A condition que le terme d'attachement $\nu_a . n_e$ soit faible comparé au terme de diffusion, l'équation (81) s'intègre pour le mode fondamental de diffusion en donnant :

$$n_e(t) = n_{eq} . e^{-\frac{t}{\tau'}} + C \qquad (82)$$

où $$\frac{1}{\tau'} = \frac{2.D}{\Lambda_1^2} + \nu_a$$

En multipliant l'expression de $\frac{1}{\tau'}$ par la pression p du gaz on obtient :

$$\frac{1}{\tau'} . p = \frac{2.D}{\Lambda_1^2} . p + \frac{\nu_a}{p} . p^2 \qquad (83)$$

où

D.p et $\frac{\nu_a}{p}$ sont constants et ne dépendent que de la température.

Une variation linéaire $\frac{p}{\tau'} = f(p^2)$ caractérise le phénomène et permet de déterminer les valeurs de ν_a et D. p. En tenant compte en plus du terme d'ionisation, l'équation (81) se présente sous la forme :

$$- D.\nabla^2 n_e - \nu_a . n_e + \nu_i . n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (84)$$

qui s'intègre pour le mode fondamental de diffusion en :

$$n_e(t) = n_{eq} . e^{-(\frac{2.D}{\Lambda_1^2} + \nu_a - \nu_i) . t} + C \qquad (85)$$

On peut donc caractériser ce phénomène de la même façon que précédemment.

1.3.7 - Variation de la densité électronique pour une évolution réglée par un phénomène de diffusion en présence de recombinaison à deux corps

On peut envisager un type de plasma où l'évolution de la densité électronique se produit grâce à un phénomène de diffusion superposé à un phénomène de recombinaison à deux corps. Si, en plus, les ions négatifs n'existent pas

./...

dans le gaz et si la densité des ions positifs est égale à celle des électrons ($n_i = n_e$), l'équation d'évolution peut s'écrire :

$$- D \cdot \nabla^2 n_e - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \tag{86}$$

En admettant comme pour le cas 3.1.6, l'égalité

$$- D \cdot \nabla^2 \cdot n_e = - \frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot n_e$$

Ceci se justifie si le terme de recombinaison $\alpha_2 \cdot n_e^2$ est suffisamment faible comparé au terme de diffusion pour que la répartition de la densité électronique soit gouvernée par la diffusion et voisine de celle du mode fondamental de diffusion du récipient. On a alors :

$$- \frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot n_e - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \tag{87}$$

soit, après intégration :

$$\frac{n_e(t)}{n_{eq}} \cdot \frac{1 + \frac{\alpha_2 \cdot \Lambda_1^2}{D} \cdot n_{eq}}{1 + \frac{\alpha_2 \cdot \Lambda_1^2}{D} \cdot n_e(t)} = K_1 \cdot e^{- \frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot (t - t_\infty)} \tag{88}$$

Si, on tient compte en plus du terme d'ionisation dans l'équation (87)

$$\nu_i \cdot n_e - \frac{D}{\Lambda_1^2} \cdot n_e - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \tag{89}$$

on trouve :

$$\frac{n_e(t)}{n_{eq}} \cdot \frac{1 - \frac{\alpha_2}{\nu_i - \frac{D}{\Lambda_1^2}} \cdot n_{eq}}{1 - \frac{\alpha_2}{\nu_i - \frac{D}{\Lambda_1^2}} \cdot n_e(t)} = K_1 \cdot e^{(\nu_i - \frac{D}{\Lambda_1^2}) \cdot (t - t_\infty)} \tag{90}$$

Généralement dans le plasma il existe toujours un champ électrique de charge d'espace qui n'est pas négligeable.

Dans ce cas le type de diffusion qui participe à l'évolution de la densité électronique est le type ambipolaire (chapitre 1.2.3.1 et 1.2.3.2).

REFERENCES

[1] D.R. BATES
"Atomic and Molecular Processes" Academic Press, New-York and London, 1962

[2] L.B. LOEB
"Basic Processes of Gaseous Electronics" University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1960.

[3] E.W. Mc. DANIEL
"Collision Phenomena in Ionized Gases" John WILEY and SONS, Inc., New-York, London, Sydney, 1964.

[4] HH.S.W. MASSEY and E.H.S BURHOP
"Electronic and Ionic Impact Phenomena" OXFORD at the Clarendon Press, 1956

[5] J.D. COBINE
"Gaseous conductors" Dover Publications, Inc. New-York, 1958

[6] S.C. BROWN
"Basic Data of Plasma Physics" John WILEY and SONS, Inc., New-York, 1959

[7] M.J. SEATON
"Atomic and Molecular Processes", Academic Press, New-York 1962

[8] R. JANCEL et Th. KAHAN
"Electrodynamique des Plasmas" tome I, Dunod, Paris, 1963

[9] J.L. DELCROIX
"Physique des Plasmas" vol. 2, Dunod, Paris, 1966.

[10] J.J. THOMSON
"Phil. Mag" 47, 337, 1924

[11] P. LANGEVIN
"Ann. Chim. Phys." 28, 289, 1903

[12] G.L. NATANSON
"Soviet Phys. - Techn. Phys." 4, 1263, 1959

[13] C. KENTY
"Phys. Rev." 34, 624, 1928

[14] W.B. KUNKEL
"Phys. Rev." 84, 218, 1951

[15] L.P. PITAEVSKII
"Soviet Physics Jetp" 15, 919, 1962

[16] Mc. NAB, K. ROBINSON
"Symposium On Magnetoplasmadynamic Electrical Power Generation" p. 289, Newcastle, sept. 1962

./...

[17] N. D'ANGELO
"Phys. Rev." 121, 505, 1961

[18] D.R. BATES, A.E. KINGSTON, Mc. WHIRTER
"Proc. Roy. Soc." 267, 297, 1962

[19] D.R. BATES, A.E. KINGSTON, Mc. WHIRTER
"Proc. Roy. Soc." 270, 155, 1962.

[20] E. HINNOV, J.G. HIRSCHBERG
"Phys. Rev." 125, 795, 1962

[21] M. GRYZINSKI
"Phys. Rev." 115, 374, 1959

[22] A. BURGESS
"Mem. Soc. Roy. Sci. Liège" 4, 299,1961

[23] V.A. ABRAMOV
"Tepl. Vys. Temp." 3, 23, 1965 (MOSCOU)

[24] D.R. BATES, A.E. KINGSTON
"Proc. Phys. Soc." 83, 43, 1964

[25] H.I. OSKAM
"Philips Res. Repts" 13, 335, 1958

[26] L.M. CHANIN, A.V. PHELPS, M.A. BIONDI
"Phys. Rev. Letters" 2, 344, 1959

[27] I.Y WADA, R.C. KNECHTLI
"Phys. Rev. Lett" 10, 514, 1963.

LEGENDES DES FIGURES

Figure 1 - Comparaison des résultats de la théorie de la recombinaison radiativo-collisionnelle de BATES, KINGSTON et Mc. WHIRTER [19] pour un plasma "optiquement épais" avec la théorie de la recombinaison dissociative de LOEB ($\alpha = \frac{10^5 \times p^2 C_a}{n_e}$), [2]

Figure 2 - Comparaison de la théorie de recombinaison radiativo-collisionnelle de BATES, KINGSTON et Mc. WHIRTER pour un plasma "optiquement épais" [19] avec la théorie de recombinaison radiativo-collisionnelle des mêmes auteurs pour un plasma "optiquement mince" [18]

Figure 3 - Comparaison des résultats de la théorie de la recombinaison radiativo-collisionnelle de BATES, KINGSTON et Mc. WHIRTER [19] (plasma "optiquement épais") avec les résultats de la théorie de HINNOV et HIRSCHBERG [20] pour le même type de recombinaison et le même type du plasma.

Fig. 1 – COMPARAISON DES RÉSULTATS DE LA THÉORIE DE LA RECOMBINAISON RADIATIVO-COLLISIONNELLE DE BATES, KINGSTON ET MC WHIRTER (POUR UN PLASMA "OPTIQUEMENT ÉPAIS") (19) AVEC LA THÉORIE DE LA RECOMBINAISON DISSOCIATIVE DE LOEB ($\alpha = \frac{10^5 \times P_{cs}^2}{n_e}$), (2)

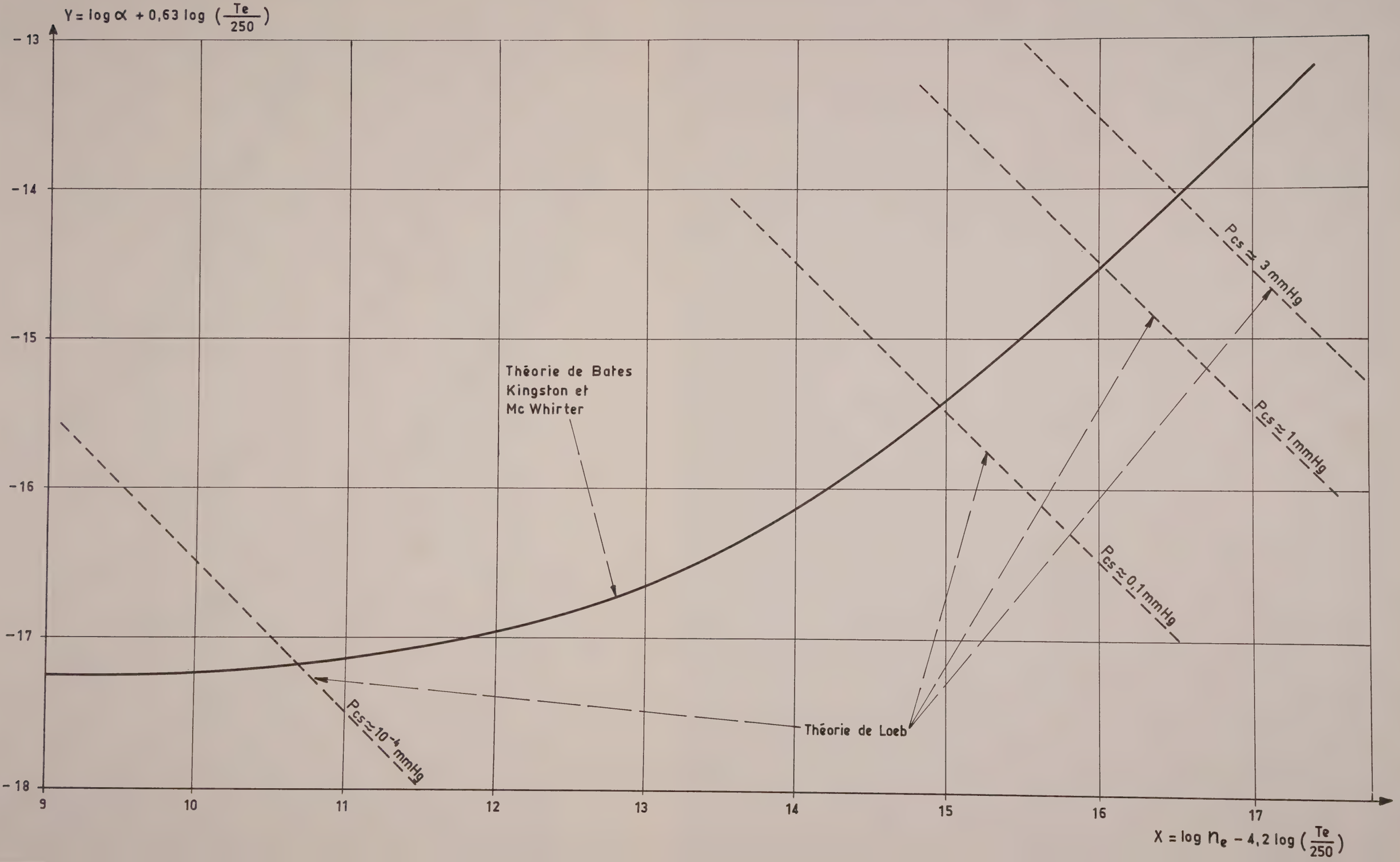


Fig_2_ COMPARAISON DE LA THÉORIE DE RECOMBINAISON RADIATIVO_ _COLLISIONNELLE DE BATES, KINGSTON ET MC WHIRTER POUR UN PLASMA "OPTIQUEMENT ÉPAIS"_ $\alpha^{(i)}, \alpha^{(ii)}$ AVEC LA THEORIE DE RECOMBINAISON RADIATIVO_COLLISIONNELLE DES MÊMES AUTEURS POUR UN PLASMA "OPTIQUEMENT MINCE"_ α', (19,18)

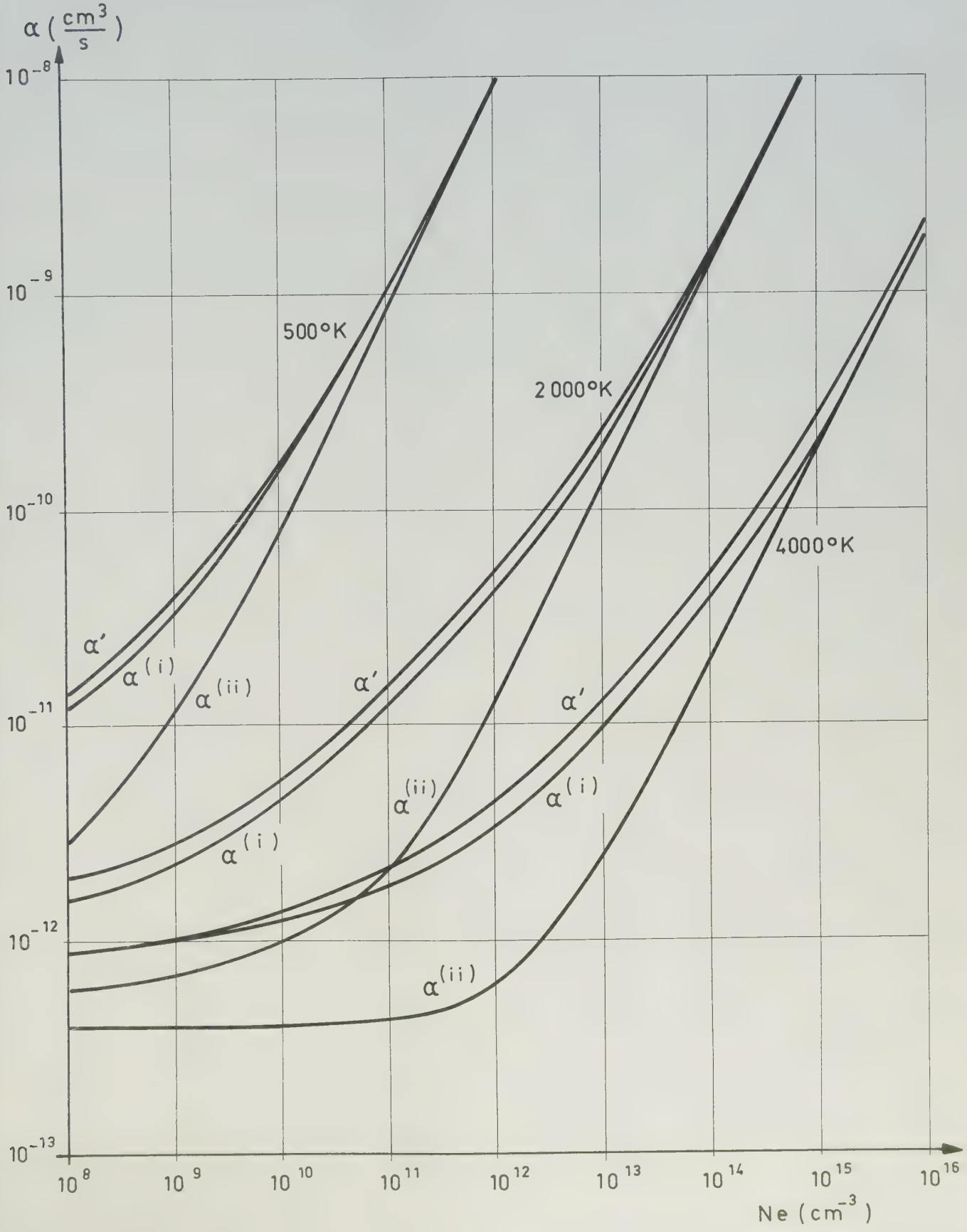
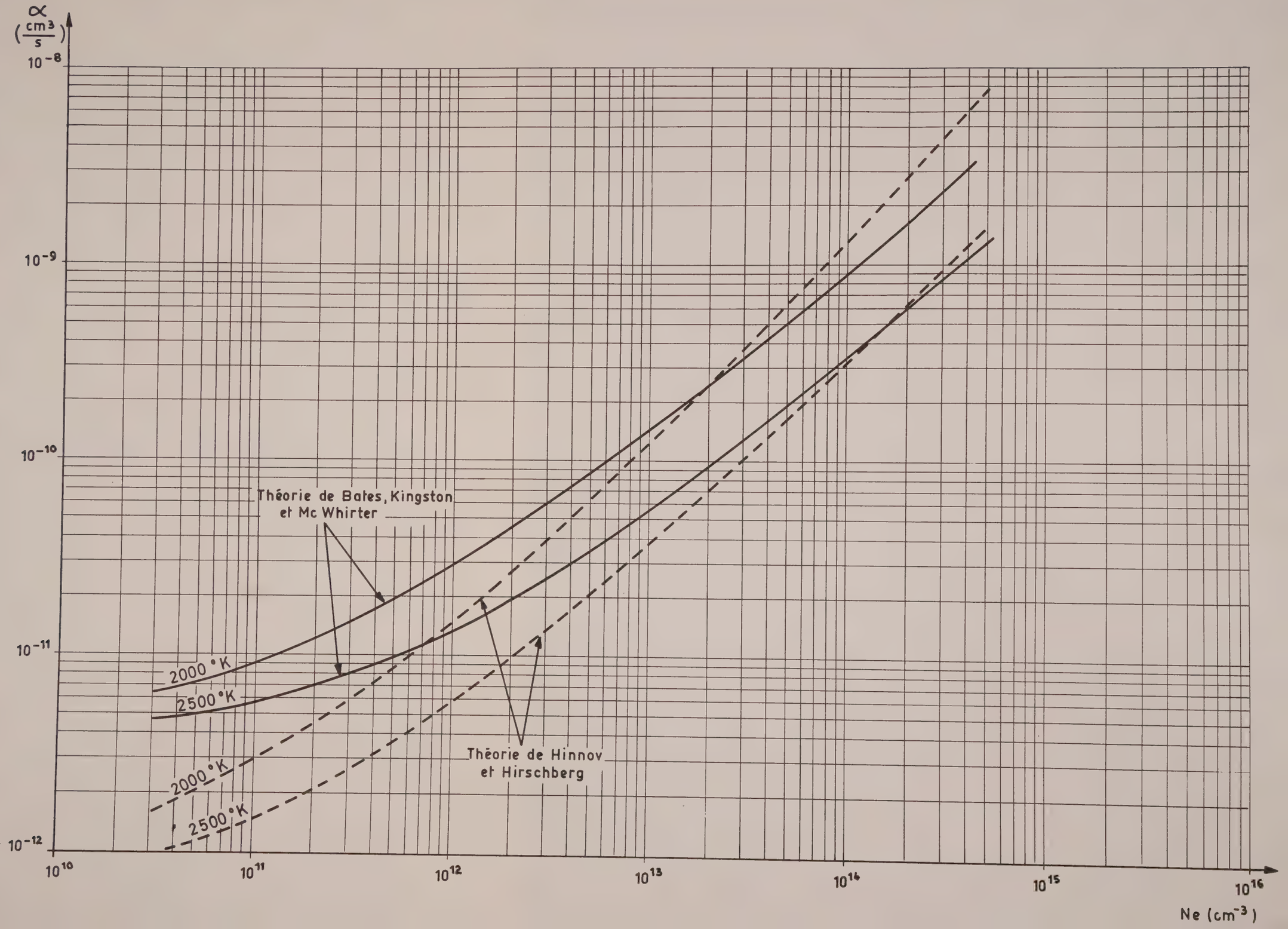


Fig. 3 - COMPARAISON DES RÉSULTATS DE LA THÉORIE DE LA RECOMBINAISON RADIATIVO-COLLISIONNELLE DE BATES, KINGSTON ET MC WHIRTER (POUR UN PLASMA "OPTIQUEMENT EPAIS") (19) AVEC LES RÉSULTATS DE LA THÉORIE DE HINNOV ET HIRSCHBERG (20) POUR LE MÊME TYPE DE RECOMBINAISON ET LE MÊME TYPE DU PLASMA



IIème PARTIE

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE - METHODES DE MESURE

SOMMAIRE

2 .1. INTRODUCTION

2 .2. VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2 .3. L'AMPOULE D'ESSAI - METHODE DE REMPLISSAGE

- 2.3.1 - Description de l'ampoule
- 2.3.2 - Remplissage de l'ampoule
  - 2.3.2.1. Banc de pompage et réserve d'Argon
  - 2.3.2.2. Opération d'introduction du Césium

2.4. CHAUFFAGE THERMIQUE DE L'AMPOULE

- 2.4.1 - But de ce chauffage
- 2.4.2 - Dispositif du chauffage
- 2.4.3 - Mesure de la température du réservoir de Césium

2.5. CHAUFFAGE H.F.

- 2.5.1 But du chauffage H.F. Coupure.
- 2.5.2 - Réalisation technique du chauffage H.F.

2.6. MESURE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DU PLASMA

- 2.6.1 - Principe de la mesure
- 2.6.2 - Appareillage utilisé
- 2.6.3 - Réalisation du circuit oscillant
- 2.6.4 - Etalonnage du circuit oscillant - Précision d'étalonnage
- 2.6.5 - Exploitation des résultats

2.7. MESURES OPTIQUES

- 2.7.1 - Mesures spectrographiques
- 2.7.2 - Mesure de la température du plasma

2.1 - INTRODUCTION

Malgré les nombreuses publications consacrées à l'étude de décharges H.F. et à l'ionisation hors d'équilibre [1 à 10] dans le gaz, les phénomènes en cause, les types de réactions qu'on y trouve et la cinétique de ces réactions sont encore mal connus.

Leur étude exige l'analyse des différentes caractéristiques du plasma produit et cette analyse doit être effectuée à l'aide du maximum de moyens d'investigations possibles. Nous nous consacrons ici à l'étude d'une décharge H.F. induite dans un mélange contenant une semence alcaline (Césium partiellement ionisé) au sein d'un gaz noble (Argon). Cette partie traite seulement des méthodes expérimentales employées dans le plasma étudié. Nous décrivons ici leur mise en oeuvre et les dispositifs choisis.

La conductivité électrique et le rayonnement (par analyse spectrographique) sont analysés au cours de la période de post-décharge. L'étude de ces résultats pour divers mélanges, Argon-vapeur de Césium, doit permettre d'obtenir des informations sur le temps de relaxation de la densité électronique et les modes de désionisation.

2.2 - VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est représenté dans son ensemble sur les figures 1 et 2. Il comporte essentiellement :

- l'ampoule contenant le plasma,
- le dispositif de chauffage thermique,
- le dispositif de chauffage H.F.,
- le dispositif de mesure de la conductivité électrique du plasma,
- l'appareil MT-4 type O.N.E.R.A. destiné à la mesure de la température des plasmas,
- le spectrographe type Hilger pour mesurer l'intensité moyenne des raies spectrales ce qui permet de vérifier la pureté du plasma contenu dans l'ampoule.

2.3 - L'AMPOULE D'ESSAI - METHODE DE REMPLISSAGE

2.3.1 - Description de l'ampoule

L'ampoule d'essai est représentée sur la figure 8. Elle est en quartz, d'épaisseur égale à 2 mm et comporte à sa partie inférieure un réservoir contenant environ 2 g. de césium de pureté 99,99 %. La forme du réservoir permet de mesurer la température par un thermocouple introduit dans une cavité.

Le réservoir de césium est le point froid de l'ampoule. Sa température détermine la pression de vapeur du césium.

2.3.2 - Remplissage de l'ampoule

2.3.2.1 - Banc de pompage et réserve d'argon

Le banc de remplissage de l'ampoule d'essai est présenté sur les figures 4 et 5. Le banc comporte :

- une pompe primaire à palettes permettant d'obtenir une pression 10^{-3} mm Hg et une pompe secondaire à diffusion permettant d'atteindre un vide de 10^{-6} mm Hg,

- une bouteille d'argon de pureté : 99,99 % avec un système de vannes,

- les dispositifs de mesure : du vide (jauge à ionisation), de la pression d'argon dans les ampoules d'essais (jauge de Pirani et capsule manométrique),

- l'ampoule d'essai en quartz reliée par un tube en verre scellé dans le circuit.

....

2.3.2.2 - Opération d'introduction du césium

Le problème qui se posait était d'obtenir une méthode simple d'introduction de césium dans les ampoules d'essai sans faire pénétrer en même temps des impuretés.

Après avoir étudié et essayé plusieurs systèmes, nous avons adopté la méthode de remplissage suivante:

- Le tube scellé contenant du césium est introduit dans un tuyau souple en acier à la pression atmosphérique - (figure 5). Ensuite on vide l'ensemble du circuit du banc de remplissage pour éliminer toute trace d'impureté dans l'ampoule d'essai. Lorsque l'on a atteint un vide de 3×10^{-6} mm Hg à 6×10^{-6} mm Hg, on brise le tube contenant le césium en courbant le tuyau souple d'acier. La figure 5 indique la position du tuyau ainsi que le tube contenant le césium avant qu'il ne soit brisé. Par fusion on fait alors tomber le césium jusqu'au réservoir situé au bas de l'ampoule. Après introduction de l'argon à la pression désirée dans l'ampoule d'essai, on sépare cette dernière du banc de remplissage en chauffant et en fermant l'étranglement destiné à cet effet.

Le vide que nous avons obtenu avant le remplissage des différentes ampoules d'essais est de l'ordre de grandeur de 4×10^{-6} mm Hg.

Une vérification de la mesure du vide a été effectuée en remplaçant l'ampoule d'essai par une deuxième jauge à ionisation (figure 4). On a constaté que les indications données par les deux jauges étaient du même ordre de grandeur.

2.4 - CHAUFFAGE THERMIQUE DE L'AMPOULE

2.4.1 - But de ce chauffage

Le chauffage thermique permet de faire varier la pression de vapeur du césium. Il est assuré par un courant d'air chaud descendant autour de l'ampoule. La variation du débit d'air chaud et de sa température changent la température du réservoir de césium et finalement la pression de vapeur du césium dans l'ampoule.

2.4.2 - Dispositif du chauffage

Le dispositif de chauffage thermique des ampoules d'essai comporte (fig.6)

- un four électrique de 3.500 W, garni intérieurement de briques réfractaires et dans lequel peut circuler un courant d'air,

- un manomètre permettant de mesurer la pression d'air,

- un système qui amène l'air chaud sur l'ampoule d'essai.

....

L'ampoule d'essai est placée verticalement dans un tube en verre ; l'ensemble est isolé thermiquement. L'air chaud arrive au sommet de l'ampoule de manière que le réservoir de césium qui est à la partie inférieure de l'ampoule soit à la température la plus basse (point froid de l'ampoule d'essai).

Le gradient de température de la paroi de l'ampoule d'essai sur la hauteur utile de l'ampoule est environ 50°K pour une température du réservoir de césium de 623°K.

Le système utilisé permet de faire varier la température du réservoir de césium de l'ampoule de 273°K à 623°K.

2.4.3 - Mesure de la température du réservoir de césium

La figure 7 donne la courbe de variation de la pression du césium en fonction de la température du réservoir [11, 12] . On peut remarquer qu'une faible variation de température produit une assez grande variation de la pression du césium dans la région des valeurs étudiées. La méthode de mesure de la température doit donc être précise. Le principe de mesure est représenté sur la photographie de la figure 8.

On introduit l'extrémité du thermocouple dans la cavité du réservoir de césium. Cette cavité a les mêmes dimensions que l'embout protecteur du thermocouple et l'épaisseur de la paroi est de 2 mm. Les résultats ont été contrôlés par une mesure directe : dans une ampoule ouverte à sa partie supérieure mais comportant le même réservoir que les ampoules d'essais, nous avons introduit à l'intérieur du réservoir un deuxième thermocouple et nous avons comparé leurs indications. Les différences obtenues sont négligeables dans la région des températures utilisées au cours des expériences.

2.5 - CHAUFFAGE H.F

2.5.1 - But du chauffage H.F. Coupure

Le chauffage H.F. permet d'ioniser le gaz contenu dans les ampoules. Il est obtenu par induction, à l'aide d'une bobine alimentée par un oscillateur de fréquence 25 MHz et de puissance maximale égale à 1 kW. Cet oscillateur est commandé par un générateur d'impulsions, de manière à fonctionner pendant des durées de 10µs à 1.800 µs séparées par des périodes d'arrêt de 0,45 µs à 20 ms.

2.5.2 - Réalisation technique du chauffage H.F.

La bobine d'ionisation est représentée sur la figure 3. Elle est placée sur le même axe que la bobine de mesure de la conductivité électrique. Les dimensions (diamètre, nombre de spires, distance entre les spires) de la bobine d'ionisation étaient choisies afin d'obtenir le plasma sous une pression de vapeur du Césium et une pression d'Argon données (les paramètres géométriques de la bobine d'ionisation jouent un rôle important dans l'ionisation du plasma). D'un autre côté la puissance de l'oscillateur et la durée des oscillations jouent également un rôle important dans l'ionisation du plasma.

....

Les conditions du travail optimales de l'oscillateur H.F. et du modulateur que nous avons déterminées permettent d'obtenir le plasma et d'étudier les phénomènes de recombinaison pour différentes conditions thermiques de divers mélanges Argon-vapeur de Césium.

2.6 - MESURE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DU PLASMA

2.6.1 - Principe de la mesure

La méthode de mesure de la variation de la conductivité électrique par une modification d'impédance d'une bobine alimentée en courant haute fréquence lorsqu'un milieu conducteur de l'électricité est placé en son voisinage est très connue [13, 14, 15, 16, 17, 18] . La mesure comporte la détermination de la variation du facteur de surtension Q, d'un circuit oscillant alimenté par un oscillateur H.F., en fonction de la conductivité électrique σ , d'un conducteur placé dans la bobine de mesure :

$$\frac{1}{Q_1} = f(Q_o, \sigma, \mu_o, K) \qquad (1)$$

où Q_1 : facteur de surtension du circuit oscillant pour un milieu conducteur,

Q_o : facteur de surtension du circuit oscillant pour le vide,

μ_o : perméabilité magnétique du vide,

σ : conductivité électrique,

K : constante dépendante des paramètres géométriques de la bobine de mesure.

Les deux tensions U_1 et U_o aux bornes du condensateur de résonance et de l'oscillateur de mesure permettent de calculer le facteur de surtension $Q = \frac{U_1}{U_o}$.

Elles sont enregistrées à l'aide d'un oscilloscope cathodique équipé d'un appareil photographique.

En cours d'expériences on s'aperçoit que le plasma forme un cylindre creux ou plein de hauteur égale à celle de la bobine d'ionisation ou remplit toute l'ampoule.

....

L'étalonnage du dispositif a été effectué en utilisant des modèles constitués par des liquides de conductivités différentes. Les lois ainsi obtenues, par des cylindres pleins ou creux de dimensions voisines de celles du plasma sont représentées sur la figure 14. On remarque que l'écart, entre les deux courbes est faible.

2.6.2 - Appareillage utilisé

L'appareillage utilisé comporte :

- un oscillateur H.F. de fréquence variable et de puissance 10 W,
- un condensateur variable permettant de faire varier de façon continue la valeur de la capacité de 50 à 130 pF et d'accorder le circuit oscillant.
- un oscilloscope cathodique équipé d'un appareil photographique,
- une bobine en tube de cuivre entourant l'ampoule d'essai. Cette bobine est isolée électriquement de la bobine de chauffage.

2.6.3 - Réalisation du circuit oscillant

Le circuit oscillant a été étudié, d'une part afin d'obtenir une sensibilité relativement forte dans la zone correspondant à la conductivité électrique du plasma et afin de couvrir le domaine de variation de la conductivité en cours de relaxation (un nombre de spires pour la bobine de mesure inférieur à celui de la bobine de chauffage assure la mesure dans une région relativement homogène).

Il est évident que la méthode de mesure n'est sensible que sur une plage limitée de conductivité, qui est déterminée par le rapport de la profondeur de pénétration au rayon des spires de la bobine de mesure.

En effet, lorsque la profondeur de pénétration est supérieure au rayon les effets électromagnétiques seront faibles et le facteur de surtension est voisin de celui mesuré en l'absence de plasma. La condition $\delta_1 \approx R$ définira une première valeur de la conductivité σ_1 qui limite inférieurement la zone de sensibilité. De même lorsque la profondeur de pénétration est beaucoup plus faible que le rayon de la bobine de mesure, les phénomènes électromagnétiques sont pratiquement inexistants dans le plasma. On peut ainsi définir une seconde valeur σ_2 de la conductivité pour laquelle on a par exemple $\delta_2 \approx \frac{R}{10}$.

Compte tenu de la formule :

$$\delta^2 = \frac{1}{\sigma \cdot \omega \cdot \pi \cdot \mu_0} \qquad (2)$$

où δ - est la profondeur de pénétration du champ électromagnétique

σ - la conductivité électrique du plasma,

....

ω - la fréquence du champ électromagnétique

μ_o - la perméabilité magnétique du vide,

on voit que l'on aura, d'approximativement :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \approx \frac{\delta_1^2}{\delta_2^2} \approx 100 \qquad (3)$$

Les mesures suivantes ont permis d'obtenir les valeurs absolues de la conductivité électrique de notre plasma dans cette région.

Le domaine de conductivité correspondant à la sensibilité maximale et la valeur de cette sensibilité dépendent des caractéristiques du circuit oscillant : résistance et capacités des câbles coaxiaux, diamètre-D de la bobine de mesure, nombre des spires-n, distance-h entre les spires, diamètre-D_s du tube contenant le liquide utilisé pour l'étalonnage du circuit.

La position de la bobine de mesure par rapport à la bobine d'ionisation - figure 3, joue également un rôle dans les valeurs du facteur de surtension et dans la forme de la courbe $Q = f(\sigma)$.

Dans le choix des dimensions de la bobine de mesure il a fallu tenir compte aussi des paramètres de la bobine d'ionisation qui ont une grande influence sur l'ionisation du gaz.

Les courbes des figures 9, 11 et 12 donnent les variations du facteur de surtension en fonction de la conductivité pour différents diamètres de la bobine de mesure d'une part et d'autre part pour différents nombres de spires et différentes distances entre spires de la bobine de mesure.

La courbe 10 représente les variations du facteur de surtension en fonction de la conductivité pour différents diamètres du tube contenant le liquide d'étalonnage du circuit de mesure de la conductivité.

La loi finale qui était obtenue pour la bobine de mesure de dimensions optimales est représentée par les courbes de la figure 14.

2.6.4 - Etalonnage du circuit oscillant - Précision d'étalonnage

L'étalonnage du dispositif a permis de tracer la courbe donnant les variations du facteur de surtension du circuit oscillant en fonction de la conductivité électrique. Pour cela nous avons mesuré le facteur de surtension de nombreuses solutions chimiques dont la conductivité était déterminée au préalable à l'aide d'un pont de mesure type GM 4.144. Ces solutions étaient enfermées dans des tubes et mises à la place de l'ampoule d'essai.

La précision d'étalonnage de la conductivité électrique par l'appareil GM 4.144 était de 1,5 % à 2,5 %.

Les valeurs de la conductivité de différentes solutions sont données dans le tableau 1 ; nous n'avons fait figurer que les valeurs qui sont voisines de la conductivité du plasma pendant le temps de recombinaison.

....

TABLEAU 1

VALEURS DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DE DIFFERENTES SOLUTIONS CHIMIQUES UTILISEES POUR DETERMINER LA LOI DE VARIATION $Q = f(\sigma)$

Température °C	22	22	22	22	22	22	22	22	30	22
Symbole de solution chimique	N H_2O	$\frac{1}{100}$ N KCl	N HCOOH	$\frac{1}{10}$ N KCl	Silicat Na	N KCl	0,5 N H_2SO_4	N H_2SO_4	N H_2SO_4	Hg
Valeur de la conductivité électrique σ[mho/m]	$3,9\times10^{-2}$	$1,2\times10^{-1}$	$5,1\times10^{-1}$	1,2x1	3,22 x 1	1,02 x 10	2,5 x 10	7,1 x 10	9,1 x 10	$10,44\times10^{5}$

TABLEAU 2

VALEURS DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE D'UN PLASMA EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION

t[μs]	0	100	200	400	700	1200	1700	2200	2700
$\sigma[\frac{mho}{m}]$	70,0	65,0	58,0	48,0	36,5	25,5	21,5	18,5	16,8

2.6.5 - Exploitation des résultats

Les deux signaux permettant de calculer le facteur de surtension Q, sont enregistrés à l'aide d'un oscilloscope cathodique (Tektronix - type 551) équipé d'un appareil photographique.

La figure 13 représente un oscillogramme relevé au cours d'un essai (sur l'oscillogramme 1 cm correspond à 0,5 ms). Le tableau 2 donne un exemple des variations, en fonction du temps de relaxation, de la conductivité électrique d'un plasma (figure 13). La courbe de la figure 15 représente ces variations.

2.7 - MESURES OPTIQUES

2.7.1 - Mesures spectrographiques

Deux appareils ont été utilisés pour effectuer les mesures spectrographiques [19]:

- un spectrographe de type Hilger qui permet d'étudier le spectre de 2000 Å à 10000 Å (15 Å/mm la dispersion pour la région spectrale 3000 Å et 200 Å/mm la dispersion pour la région spectrale 9000 Å)

- un microphotomètre avec enregistreur de type Joyce modèle MK III B permettant d'obtenir la traduction d'un spectrogramme sous forme de courbe.

Les mesures spectrographiques ont été utilisées pour vérifier la pureté des plasmas étudiés ainsi que la possibilité d'ionisation de l'Argon dans les différentes conditions envisagées.

Nous avons tout d'abord photographié comme spectres de référence, les spectres de plusieurs corps purs, et ensuite les spectres d'une ampoule d'essai pour différentes conditions expérimentales. Ces spectres sont présentés sur la figure 16.:

16.1 - Spectre de Césium

16.2 - Spectre de l'Argon

16.3 - Spectre du Sodium

16.4 - Spectre d'une ampoule d'essai

a) H.F. modulé
b) H.F. entretenu
$\left.\begin{array}{l} p_{CS} = 1{,}7 \times 10^{-4} \text{ mm Hg} \\ p_A = 5 \text{ mm Hg} \end{array}\right\}$

16.5 - Spectre d'une ampoule d'essai

a) H.F. modulé
b) H.F. entretenu
$\left.\begin{array}{l} p_{CS} = 2{,}5 \times 10^{-3} \text{ mm Hg} \\ p_A = 5 \text{ mm Hg} \end{array}\right\}$

16.6 - Spectre d'une ampoule d'essai

a) H.F. modulé
b) H.F. entretenu
$\left.\begin{array}{l} p_{CS} = 1{,}75 \times 10^{-2} \text{ mm Hg} \\ p_A = 5 \text{ mm Hg} \end{array}\right\}$

....

L'enregistrement du spectre 16.5.a. a permis de montrer (fig. 17) que dans le plasma étudié les impuretés ne sont pas appréciables dans les conditions de mesures. La présence d'ions Argon est discutée dans la IIIème Partie.

2.7.2 - Mesure de la température du plasma

Des essais de mesure de la température ont également été faits à l'aide d'un appareil monochromateur, type O.N.E.R.A., MT.-4. [20]

Le dispositif de mesure apparait figures 1 et 2.b. L'appareil comporte un émetteur équipé d'une lampe étalon dont nous connaissons avec précision la température de brillance.

Le rayonnement continu émis par la lampe 4, qui traverse le plasma Argon-Césium et le rayonnement du plasma sont analysés par un monochromateur Deux photomultiplicateurs R_1 et R_2 reliés à un oscilloscope cathodique enregistrent l'intensité lumineuse émise par une raie spectrale à la sortie du monochromateur. L'un des photomultiplicateurs reçoit les émissions superposées de la lampe et du plasma et l'autre l'émission du plasma seul.

Cet appareil permet de mesurer des températures comprises entre 1200°K et 3000°K.

La raie, la plus facile à choisir étant celle du Cs - 4555,35 Å, il conviendrait d'opérer avec des photomultiplicateurs particulièrement sensibles dans cette région du spectre.

En l'absence de tels éléments nous n'avons pas poursuivi jusqu'ici d'étude systématique de la température.

....

REFERENCES

[1.] S.D. VAGNER and N.A. KRYLOV
Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 10, N° 8, pp. 1423-1427 1966

[2.] S.V. DRESVIN, A.V. DONSKOI, and V.M. GOL'DFARB
Soviet Physics - Technical Physics, Vol. 10, N° 9, pp. 1646-1651 1965

[3.] E. LABOIS et A. LEMAIRE
Symposium International sur Production Magneto-hydrodynamique d'Energie Electrique, Paris, pp. 395-411 juillet 1964

[4.] E. LABOIS et P. RICATEAU
Symposium International sur les Propriétés et les Applications des Plasmas à Basse température (XX Congrès International de Chimie Théorique et Appliquée), Moscou 1965

[5.] V.S. GOLUBOV, G.A. KASABOV, and V.F. KONAKH
Teplofizika Vysokikh Temperatur, Vol. 2, N° 4, pp. 445-459 1964

[6.] L.P. HARRIS
Journal of Applied Physics, Vol. 34, N° 10, pp. 2958-2965 1963

[7.] L.P. HARRIS
Report N° 64-RL-3698 G. juny 1964

[8.] E.E. ZUKOSKI, T.A. COAL, and E.G. GIBSON
A.I.A.A. Journal, Vol. 2, N° 8, pp. 1410-1417 1964

[9.] J.L. KERREBROCK
A.I.A.A. Journal, Vol. 3, N° 4, pp. 591-601 1965

[10.] Z. CROITORU
Symposium International sur Production Magneto-Hydrodynamique d'Energie Electrique, Paris, pp. 485-495 juillet 1964

[11.] B. HOFFAMAN and F.H. SHAIR
Technical Documentary Report N° RTD-TDR-63-4071 Part I octobre 1963

[12.] F. TROMBE, P. CARO, Melle Michèle BLAISE
Rev. Hautes Températures et Réfractaires, T. 2, pp. 1-24 1963

[13.] E.C. LARY and R.A. OLSEN
Third Symposium on the Engineering Aspects of M.H.D. Rochester, March 1962

[14.] E.G. STANFORD, and J.H. FEARON
Progress in Non-Destructive Testing, Vol. 1 1961
The Mac Millan Co, New-York

[15.] K.B. PERSSON
Journal of Applied Physics, Vol. 32, pp. 2631-2640 1961

[16.] T. MARSHALL, L.L. HILL
Fifth United States Navy Symposium on Aeroballistics at the U.S. Naval Ordnance Laboratory October 1961

...

[17.] K. THOM and I. NORWOOD
The Physics of Fluids, Vol. 5, N° 11, pp. 1484-1485 1962

[18.] L.L. HILL, T. MARSHALL, B.J. CRAPO
Ballistics Research Report 83
U.S. Naval Ordnance Laboratory White oak, Maryland 1961

[19.] H.R. GRIEM
"Plasma Spectroscopy", Mc Graw-Hill Book Comp., New-York, 1964

[20.] R. ALEGRE .... et al.
"Etudes de Pyrométrie Pratique " p. 161, Gauthier-Villars, Paris, 1959.

- LEGENDES DES FIGURES -

Fig. 1 - Vue d'ensemble du dispositif expérimental

Fig.2.a - Schéma électrique (chauffage H.F. - mesure de la conductivité électrique du plasma).

Fig.2.b - Schéma du dispositif de mesures optiques.

Fig. 3 - Vue d'ensemble du système de chauffage extrathermique (H.F.) et de chauffage thermique d'une ampoule d'essai en cours d'expérience.

Fig. 4 - Vue d'ensemble du banc de remplissage des ampoules d'essais.

Fig. 5 - Schéma du banc de remplissage des ampoules d'essais.

Fig. 6 - Schéma du système de chauffage thermique des ampoules d'essais.

Fig. 7 - Courbe de variation de la pression de vapeur du césium en fonction de la température du réservoir de césium (point froid de l'ampoule).

Fig. 8 - Méthode de mesure de la température du point froid du césium.

Fig. 9 - Courbes de variation du facteur de surtension en fonction de la conductivité électrique pour différents diamètres de la bobine de mesure.

Fig. 10 - Courbes de variation du facteur de surtension en fonction de la conductivité électrique pour deux diamètres de la bobine de mesure et pour différents diamètres du tube contenant la solution d'étalonnage.

Fig. 11 - Courbes de variation du facteur de surtension en fonction de la conductivité électrique pour différents nombres de spires de la bobine de mesure.

....

Fig. 12 - Courbes de variation du facteur de surtension en fonction de la conductivité électrique pour différentes distances entre les spires de la bobine de mesure.

Fig. 13 - Oscillogramme utilisé pour le calcul de la conductivité électrique (p_A = 5 mm Hg ; p_{CS} = 0,1514 mm Hg ; $U_{oscil.}$ = 4 kV ; $f_{mod.}$ = 200 Hz ; t_{ion} = 1500 Hz).

Fig. 14 - Courbes de variation du facteur de surtension en fonction de la conductivité électrique pour la bobine de mesure de dimensions optimales et deux types de volume conducteur.

Fig. 15 - Courbe de variation de la conductivité électrique en fonction du temps au cours de la post-décharge.

Fig. 16 - Spectres de références et spectres d'une ampoule d'essais.

16.1 - Spectre du Césium

16.2 - Spectre de l'Argon

16.3 - Spectre du Sodium

16.4 - Spectre d'une ampoule d'essais

a) H.F. modulé } $p_{CS} = 1{,}7 \times 10^{-4}$ mm Hg

b) H.F. entretenu } p_A = 5 mm Hg.

16.5 - Spectre d'une ampoule d'essais

a) H.F. modulé } $p_{CS} = 2{,}5 \times 10^{-3}$ mm Hg

b) H.F. entretenu } p_A = 5 mm Hg

16.6 - Spectre d'une ampoule d'essais

a) H.F. modulé } $p_{CS} = 1{,}75 \times 10^{-2}$ mm Hg

b) H.F. entretenu } p_A = 5 mm Hg

Fig. 17 - Enregistrement du profil des raies du spectrogramme de la figure 16.5.a.

....

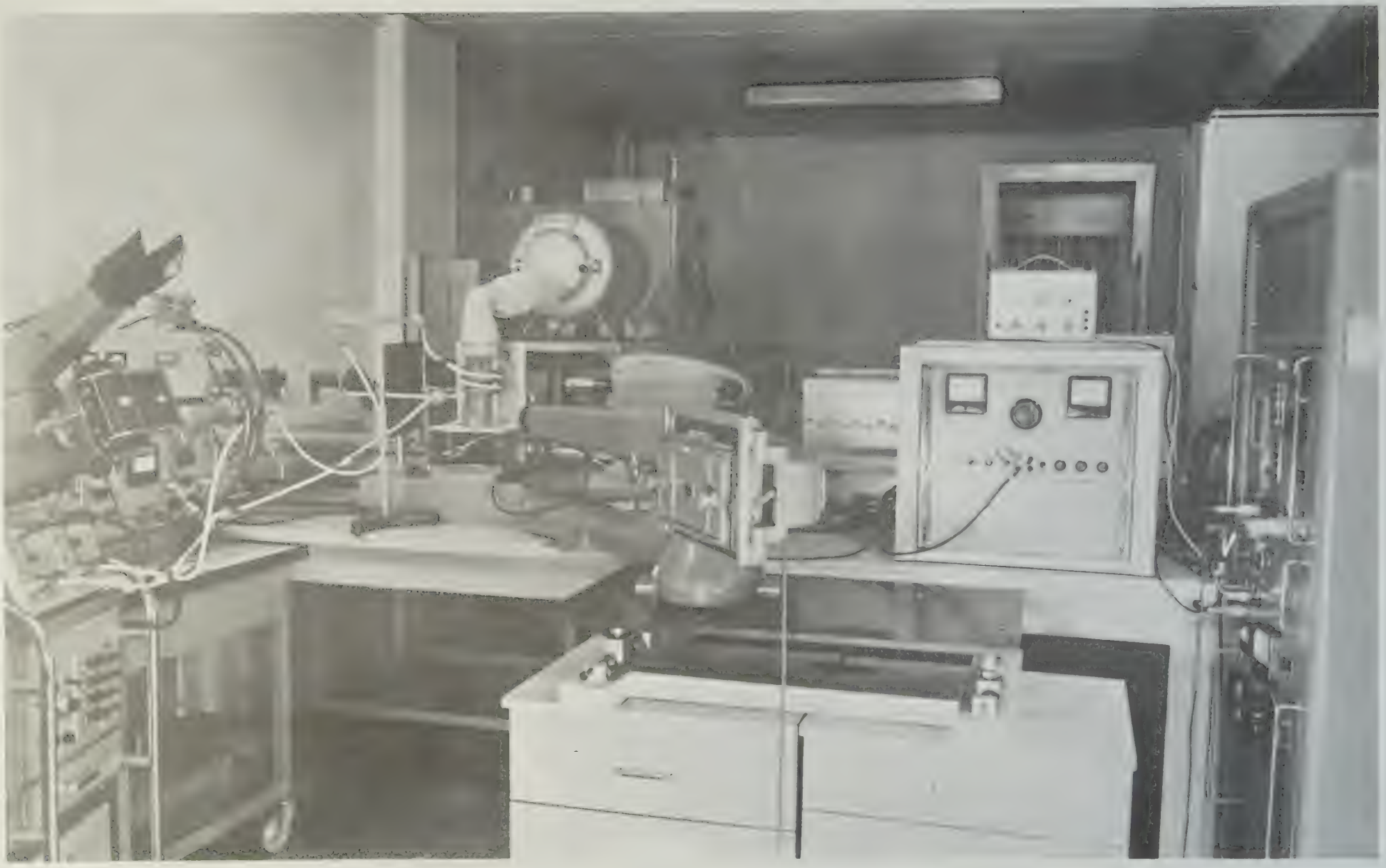


Fig. 1 - Vue d'ensemble du dispositif expérimental.

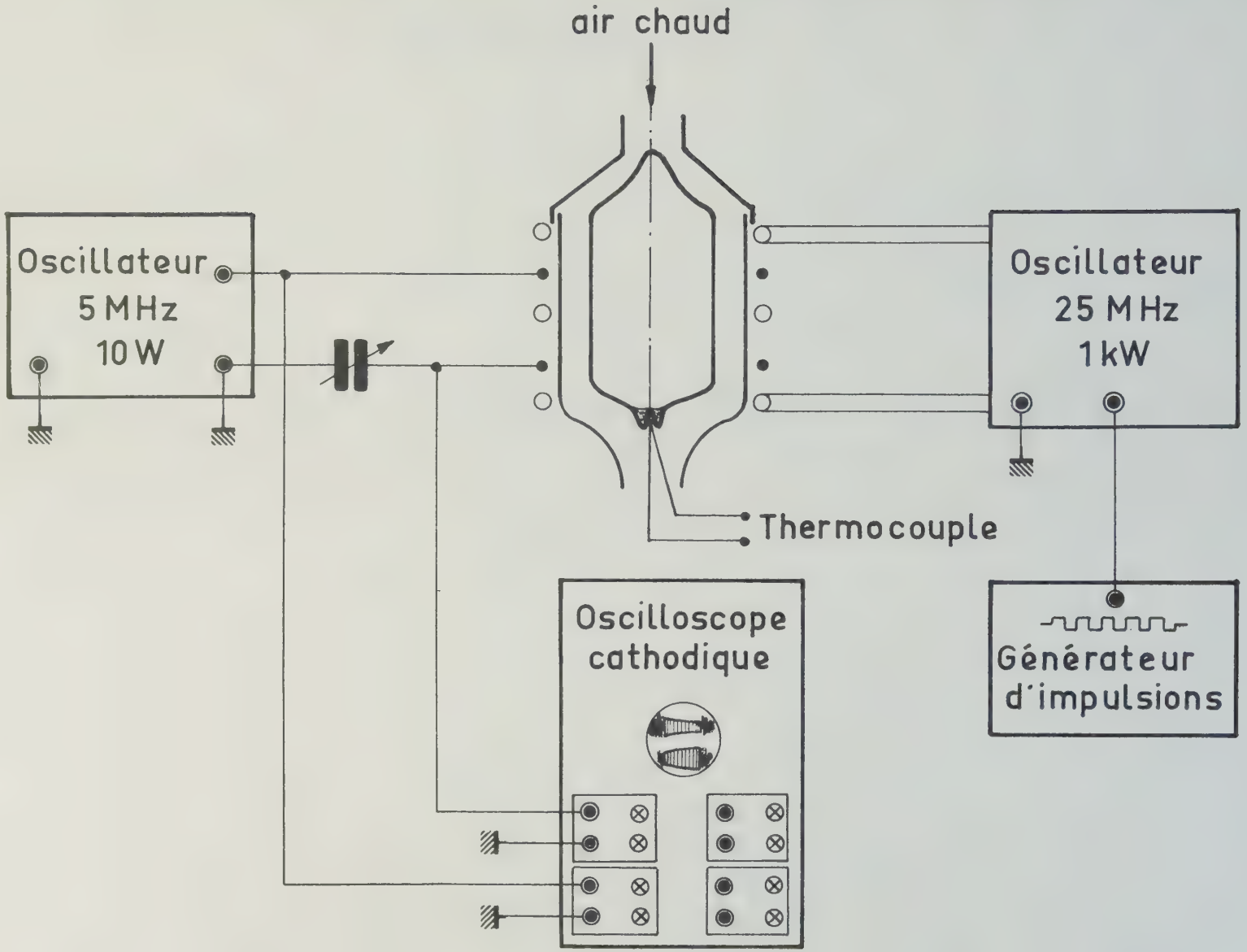


Fig. 2a - SCHEMA ELECTRIQUE (Chauffage H.F. - Mesure de la conductivité électrique du plasma)

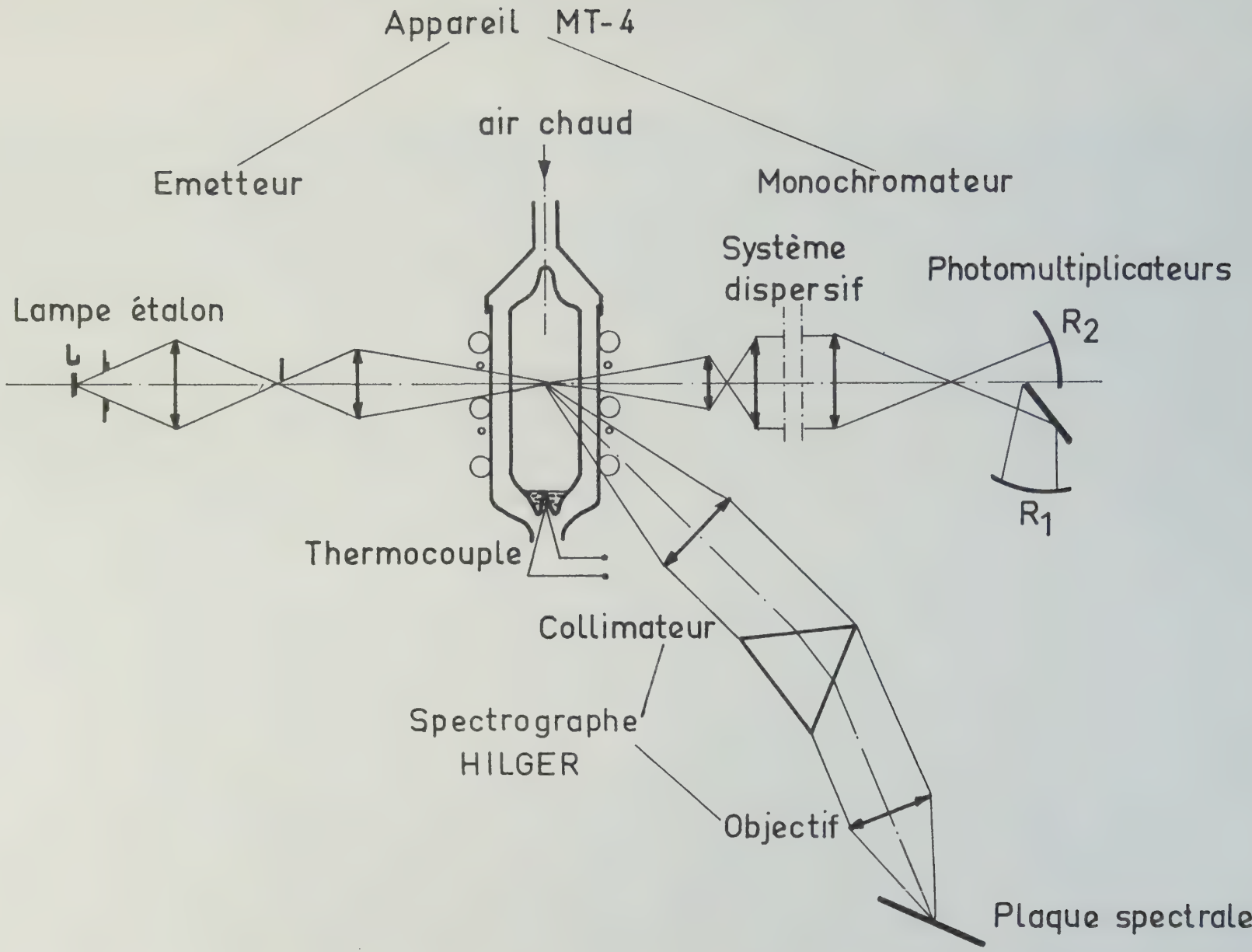


Fig. 2b- SCHEMA DU DISPOSITIF DE MESURES OPTIQUES

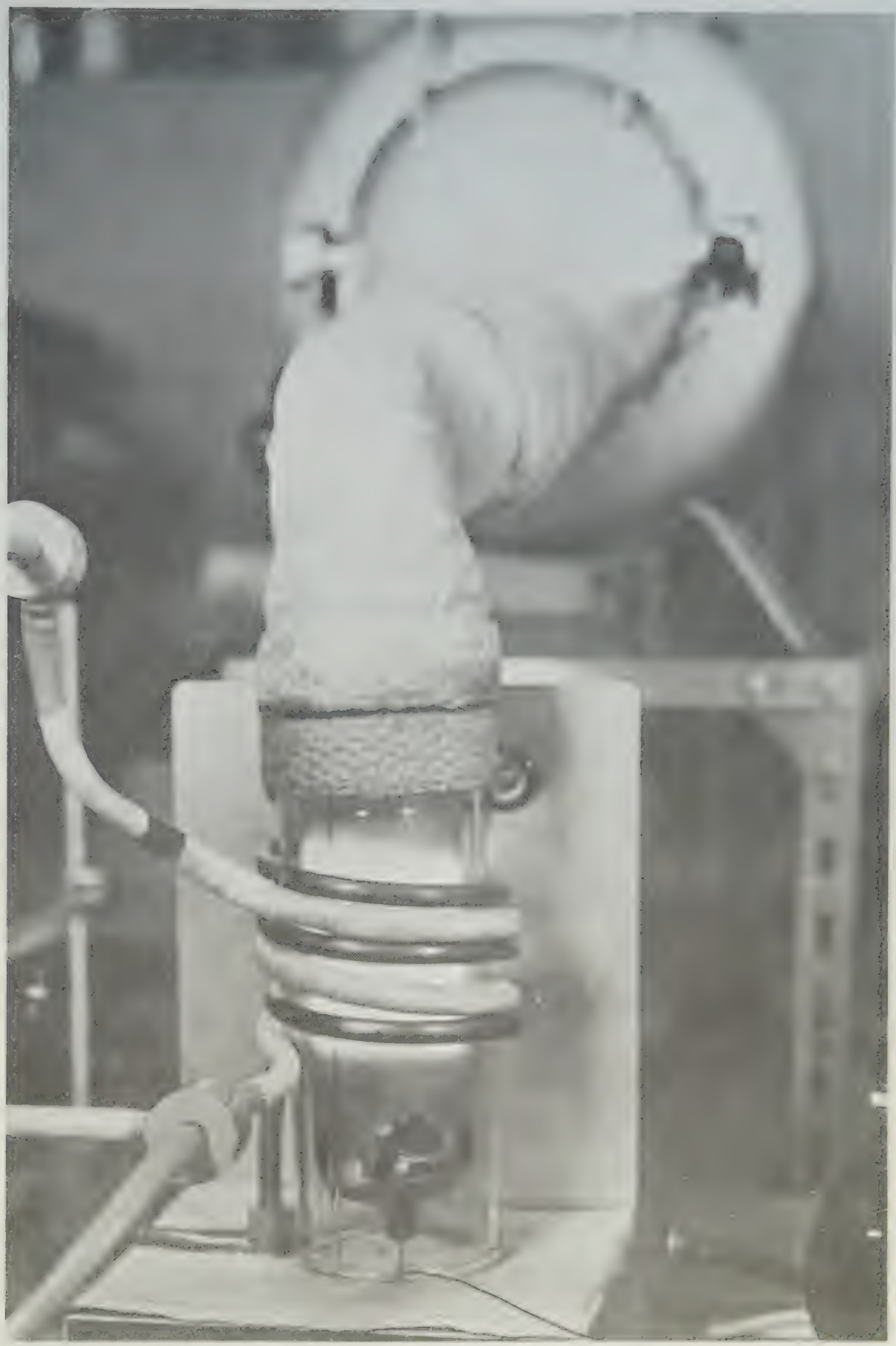


Fig. 3 - Vue d'ensemble du système de chauffage extrathermique (H.F.) et de chauffage thermique d'une ampoule d'essai en cours d'expérience.

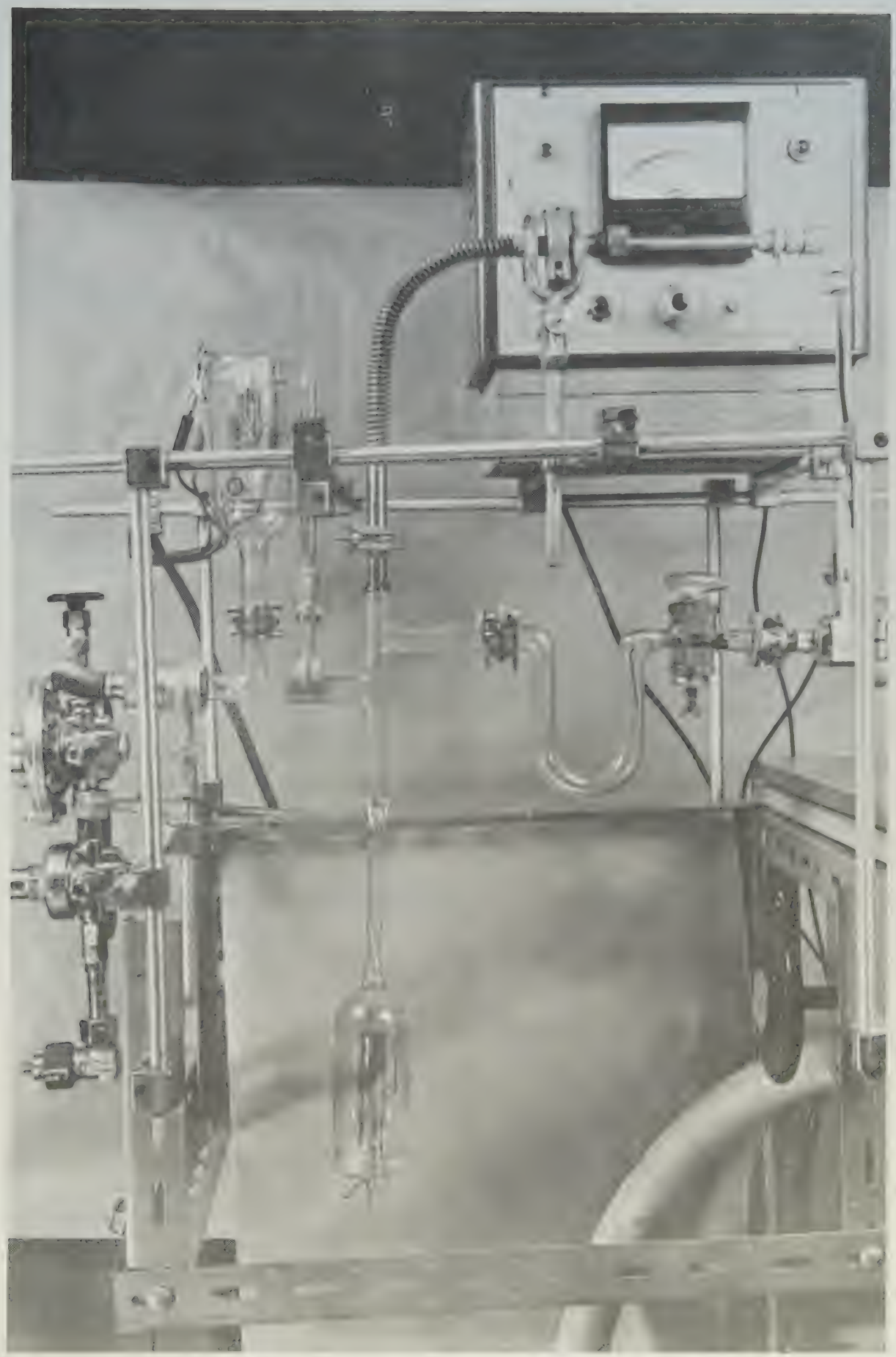


Fig. 1 - Vue d'ensemble du banc de remplissage des ampoules d'essais.

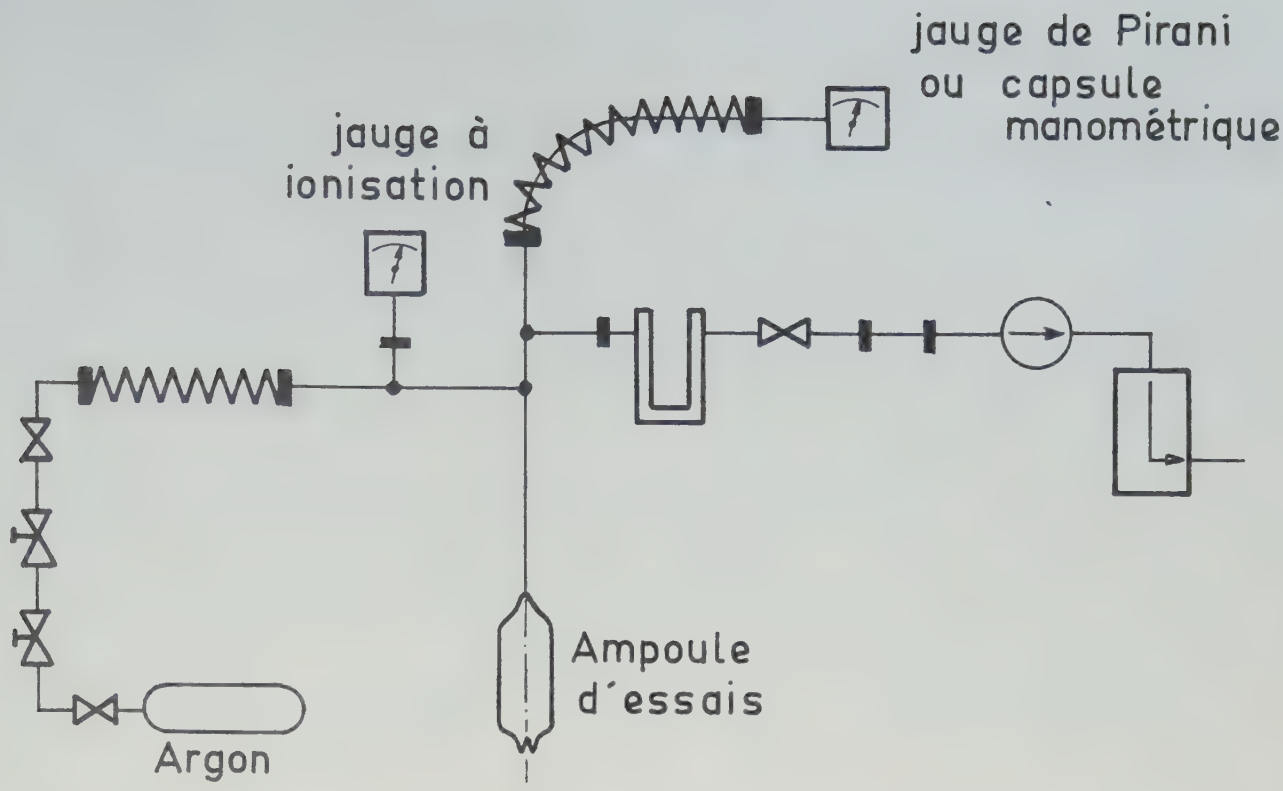


Fig.5- SCHEMA DU BANC DE REMPLISSAGE DES AMPOULES D'ESSAIS

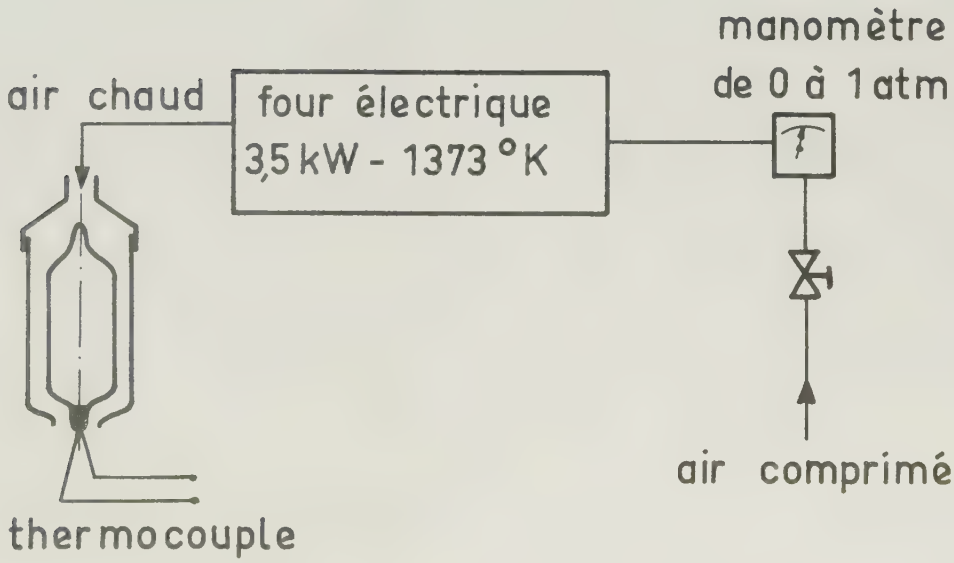


Fig.6- SCHEMA DU SYSTEME DE CHAUFFAGE THERMIQUE DES AMPOULES D'ESSAIS

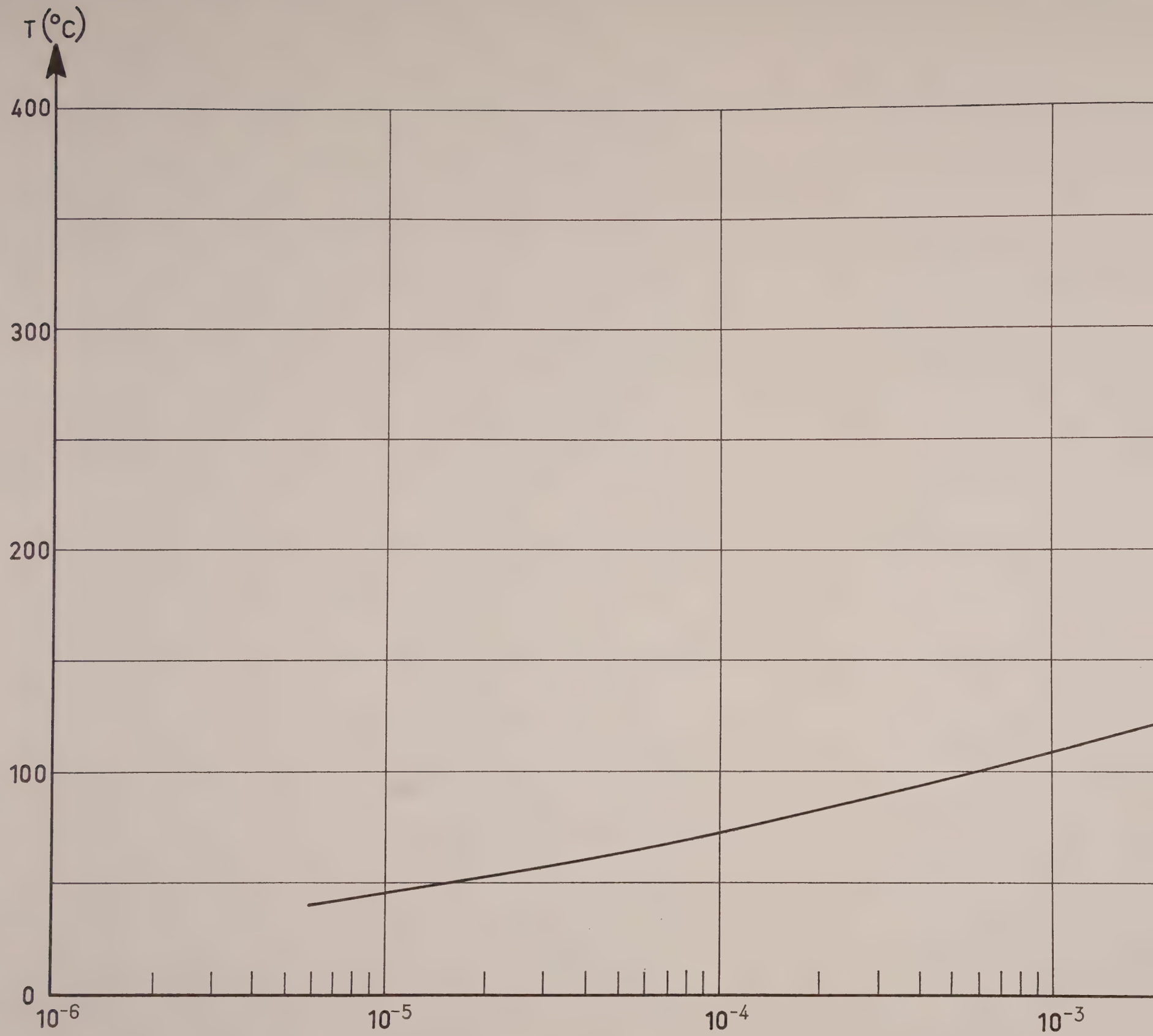
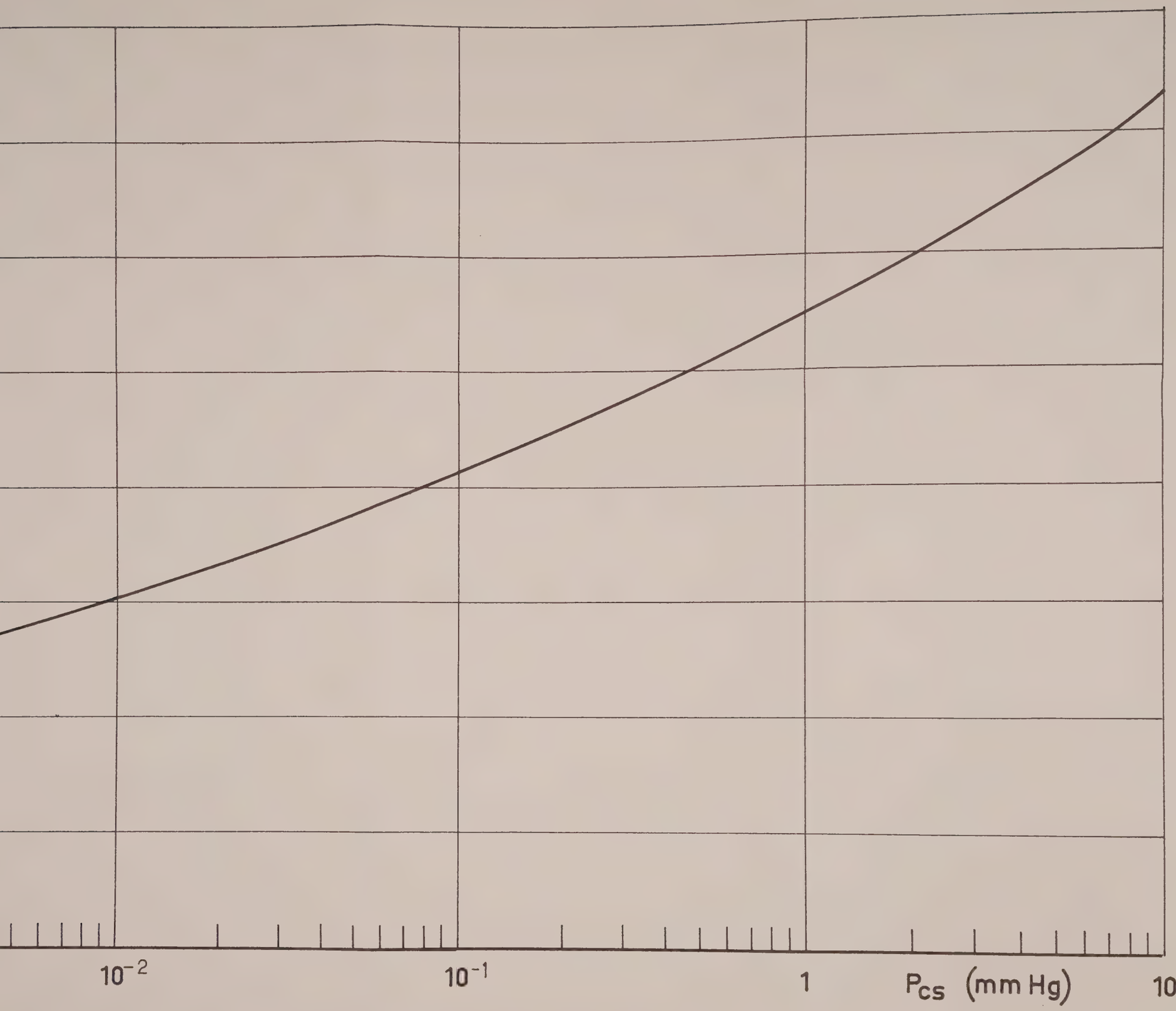


Fig. 7– COURBE DE VARIATION DE LA PRESSION DE



EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU RESERVOIR DE CESIUM

Fig. 8 - Méthode de mesure de la température du point froid du césium.

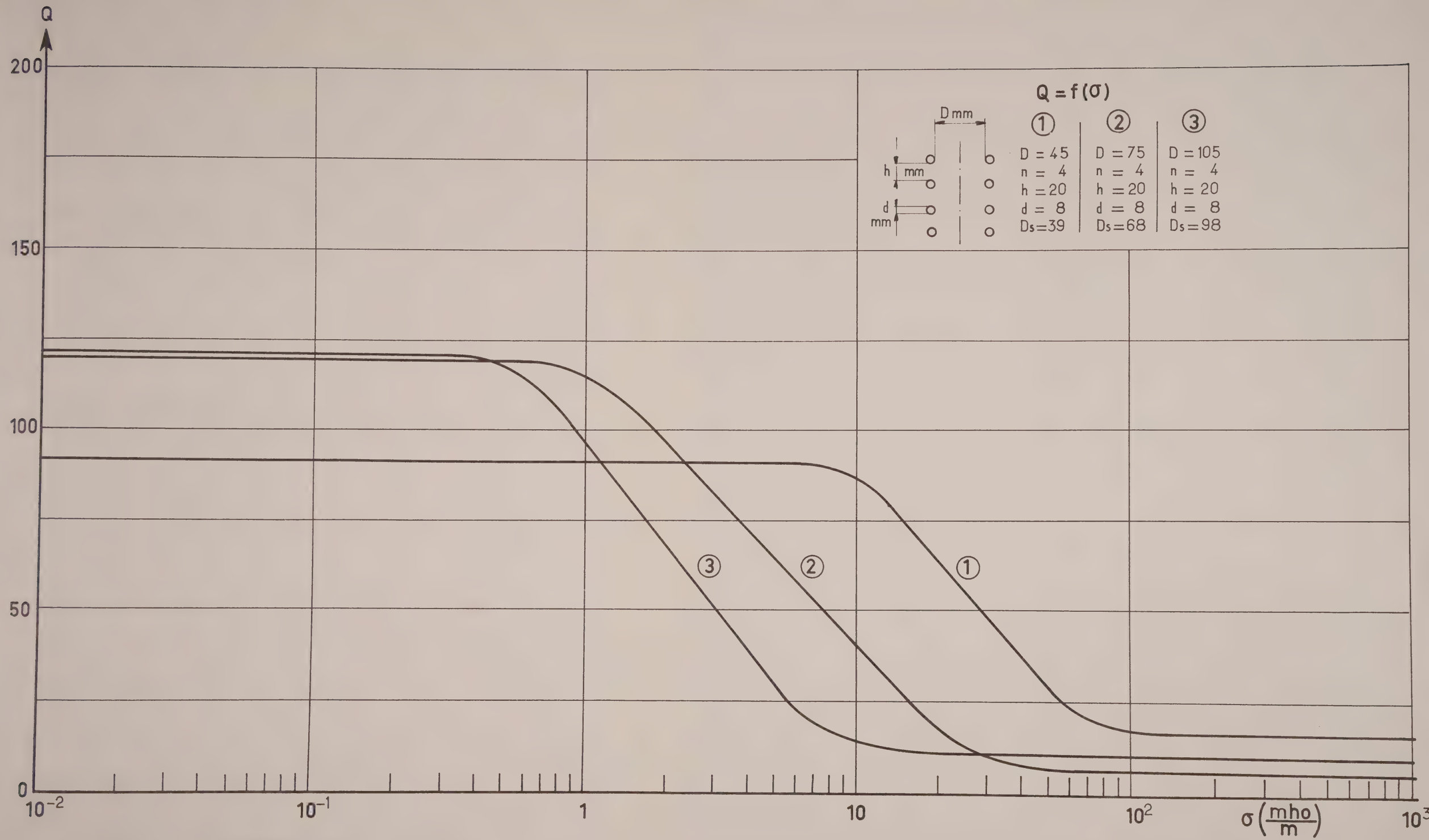


Fig.9 - COURBES DE VARIATION DU FACTEUR DE SURTENSION EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE LA BOBINE DE MESURE.

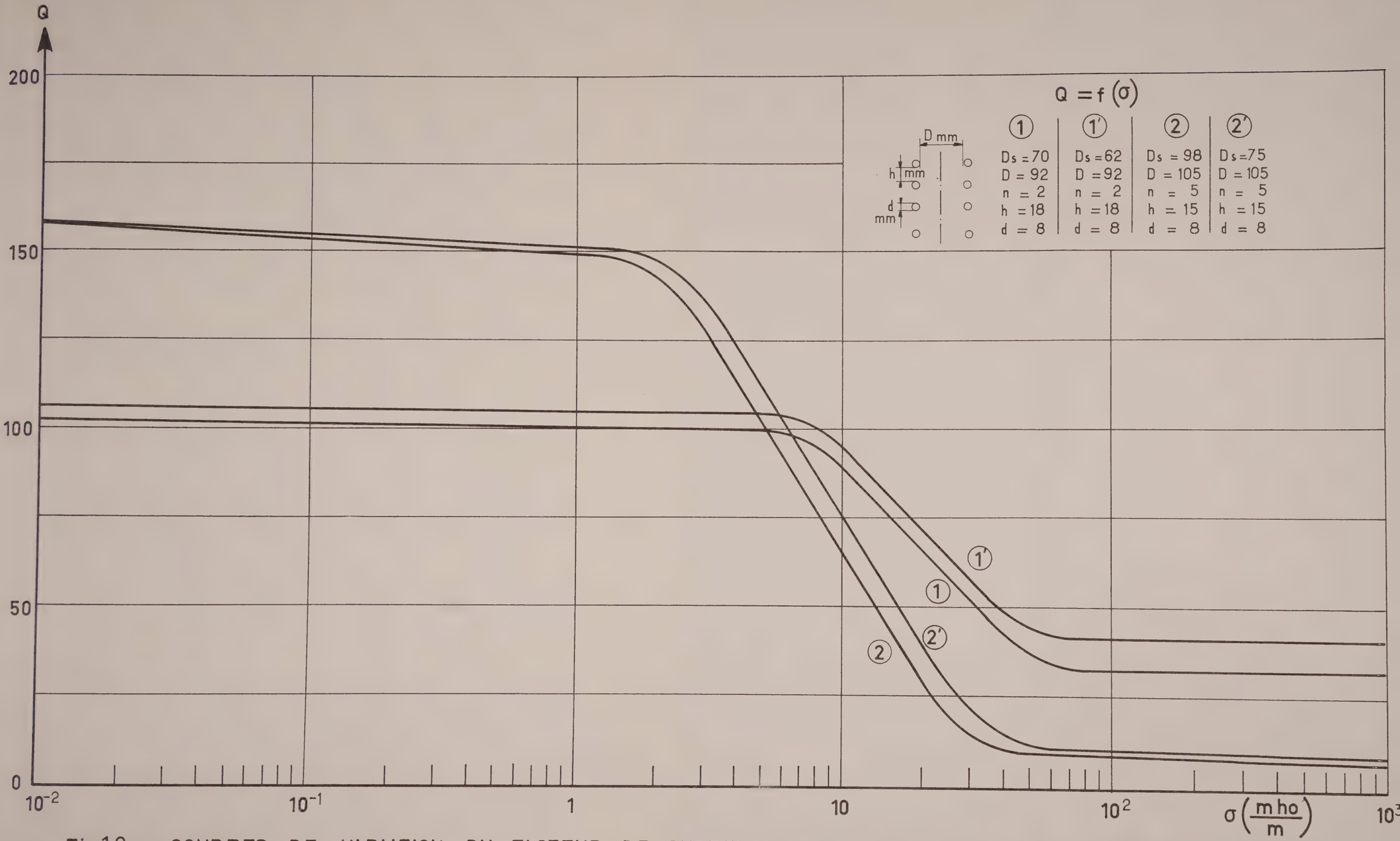


Fig.10.— COURBES DE VARIATION DU FACTEUR DE SURTENSION EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR DEUX DIAMETRES DE LA BOBINE DE MESURE ET POUR DIFFERENTS DIAMETRES DU TUBE CONTENANT LA SOLUTION D'ETALONNAGE.

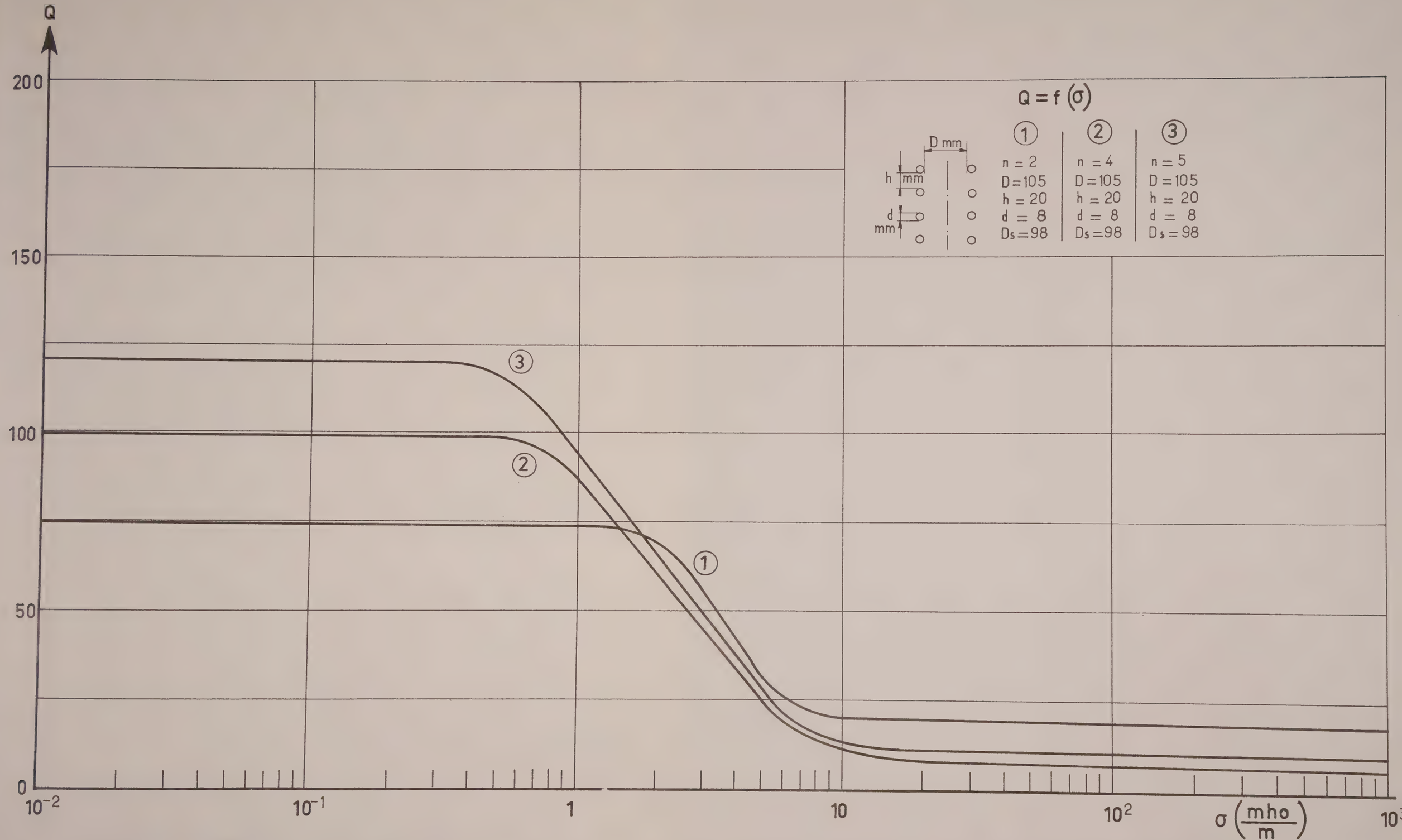


Fig. 11 — COURBES DE VARIATION DU FACTEUR DE SURTENSION EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR DIFFERENTS NOMBRES DE SPIRES DE LA BOBINE DE MESURE.

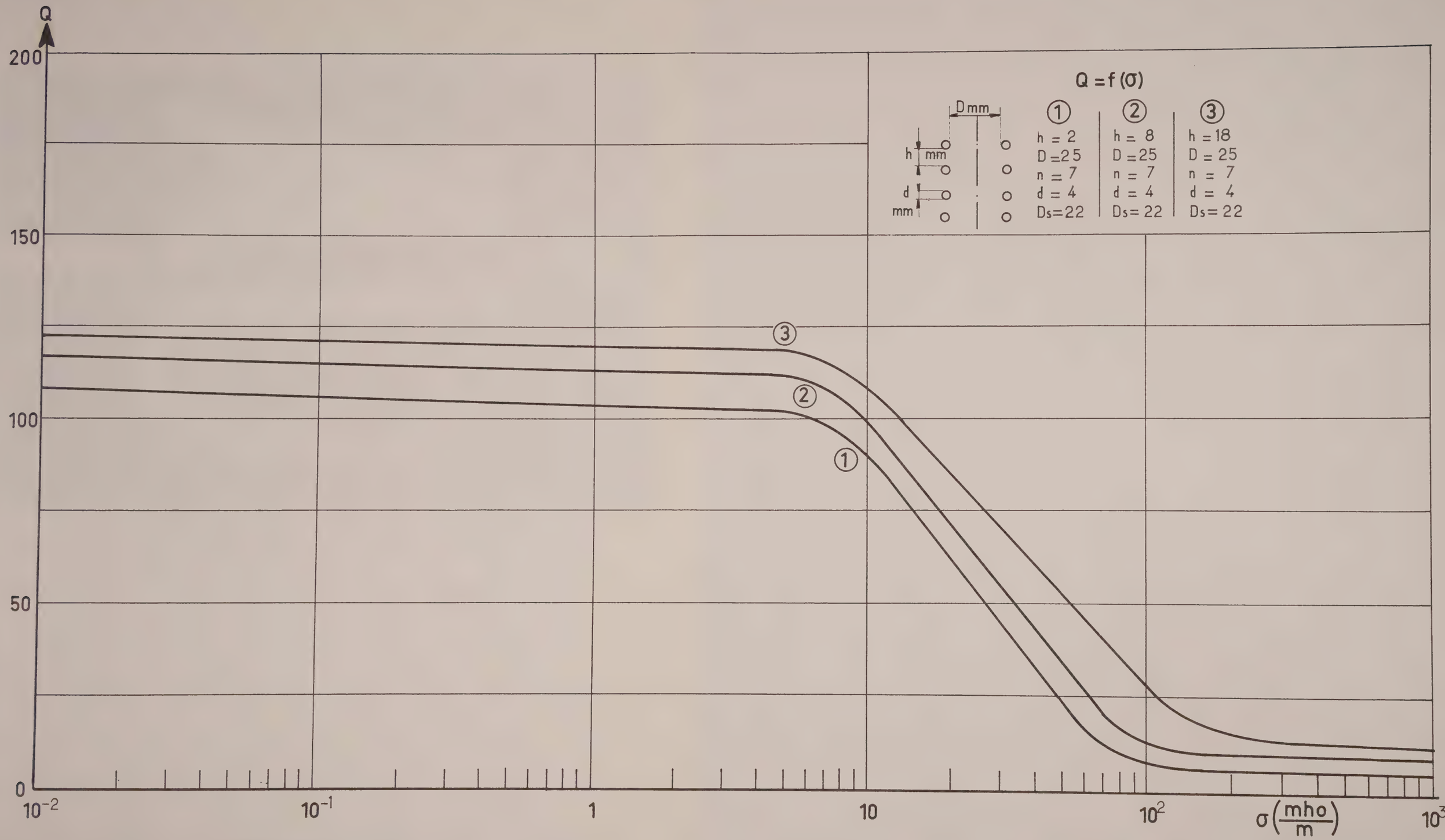


Fig.12– COURBES DE VARIATION DU FACTEUR DE SURTENSION EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR DIFFERENTES DISTANCES ENTRE LES SPIRES DE LA BOBINE DE MESURE.

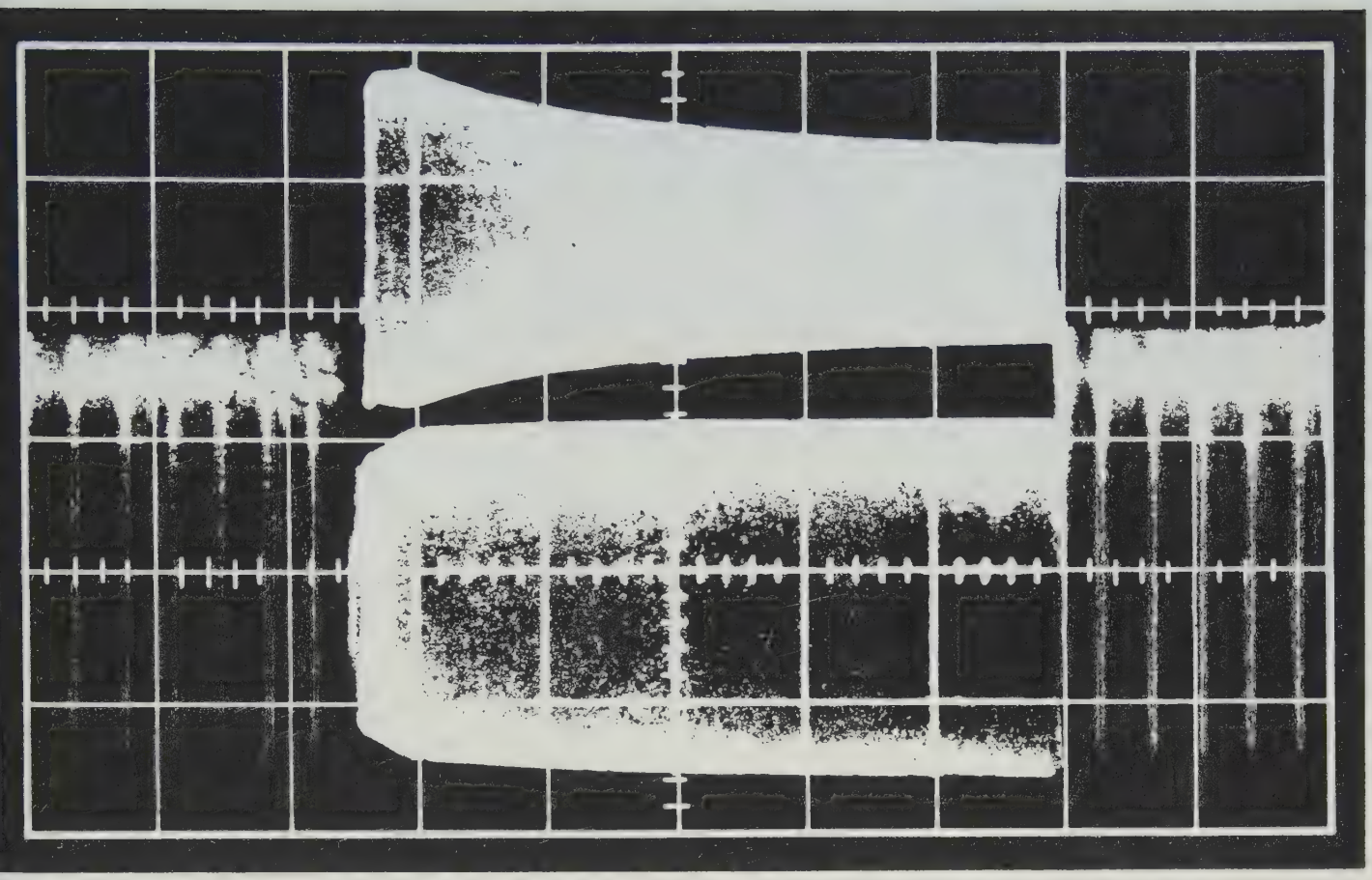


Fig. 13 - Oscillogramme utilisé pour le calcul de la conductivité électrique. (p_A = 5 mm Hg, p_{CS} = 0,15 mm Hg, $U_{oscil.}$ = 4 kV, $f_{mod.}$ = 200 Hz, t_{ion} = 1.500 µs).

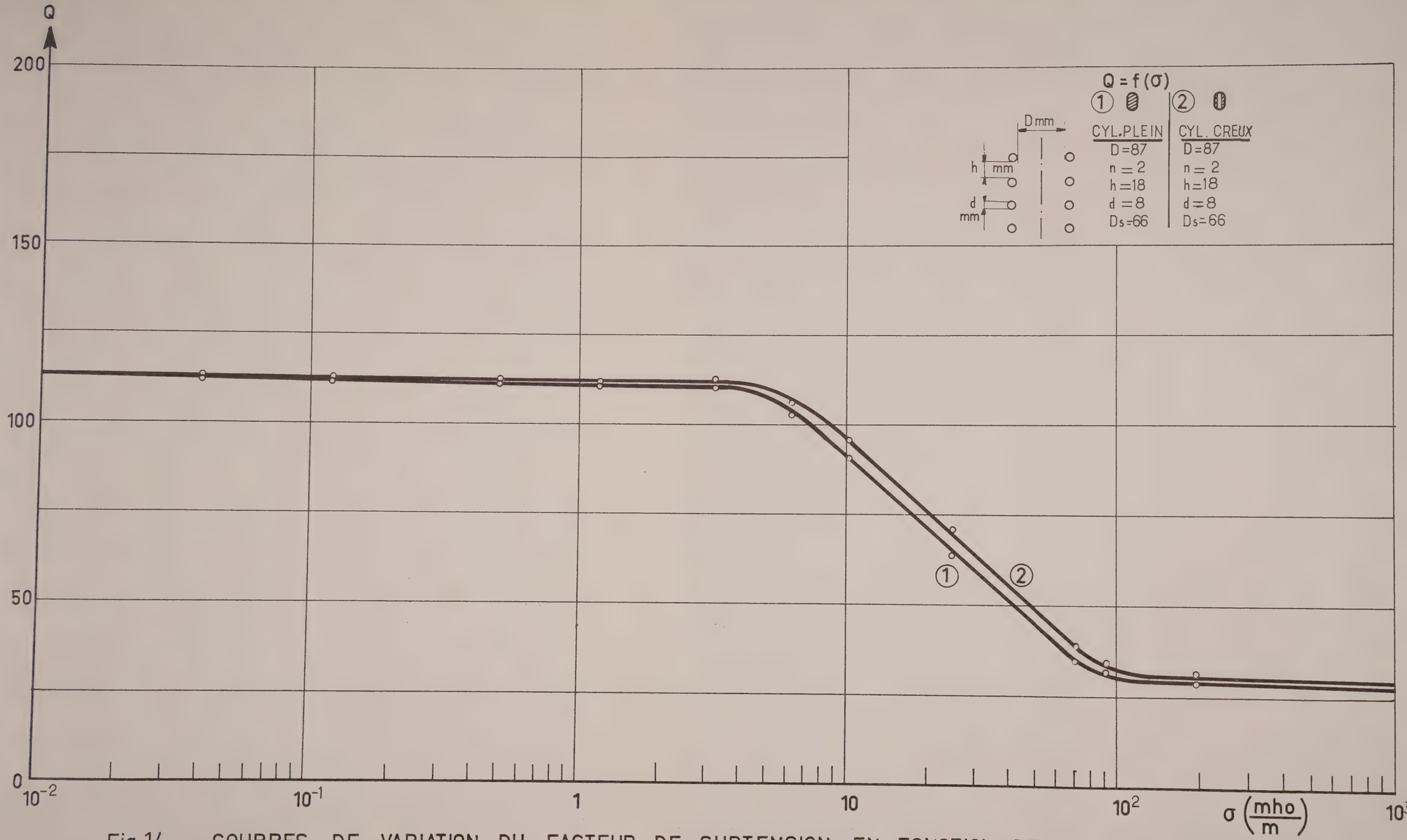


Fig.14 – COURBES DE VARIATION DU FACTEUR DE SURTENSION EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR LA BOBINE DE MESURE DE DIMENSIONS OPTIMALES ET DEUX TYPES DE VOLUME CONDUCTEUR.

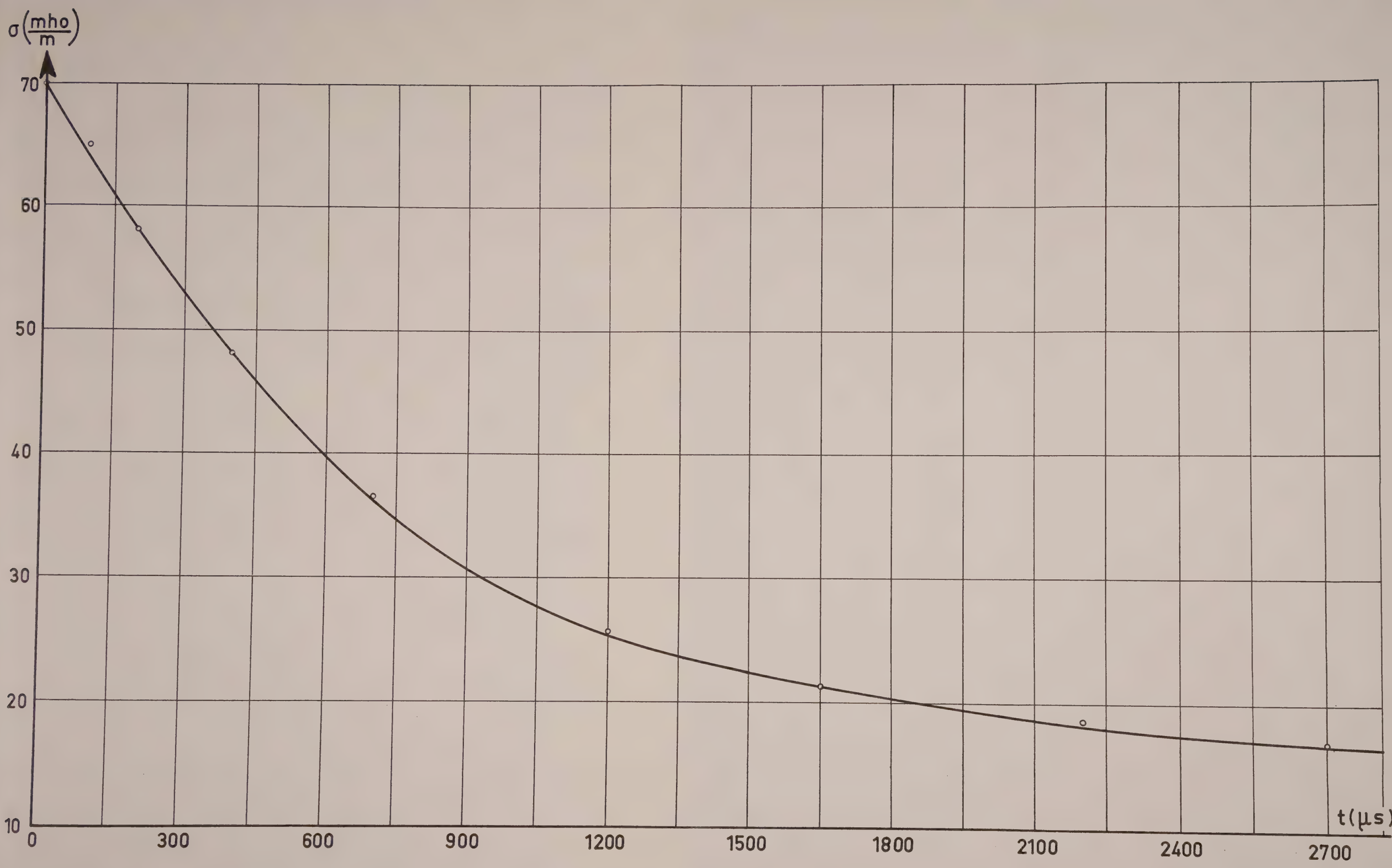


Fig.15- COURBE DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DU TEMPS AU COURS DE LA POST-DECHARGE.

Fig. 16 - Spectres de référence et spectres d'une ampoule d'essais.

16.1 - Spectre du césium.
16.2 - Spectre de l'argon.
16.3 - Spectre du sodium.
16.4 - Spectre d'une ampoule d'essai.

a) H.F. modulé } $p_{CS} = 1,7 \times 10^{-4}$ mm Hg
b) H.F. entretenu } $p_A = 5$ mm Hg

16.5 - Spectre d'une ampoule d'essai.

a) H.F. modulé } $p_{CS} = 2,5 \times 10^{-3}$ mm Hg
b) H.F. entretenu } $p_A = 5$ mm Hg

16.6 - Spectre d'une ampoule d'essai.

a) H.F. modulé } $p_{CS} = 1,75 \times 10^{-2}$ mm Hg
b) H.F. entretenu } $p_A = 5$ mm Hg

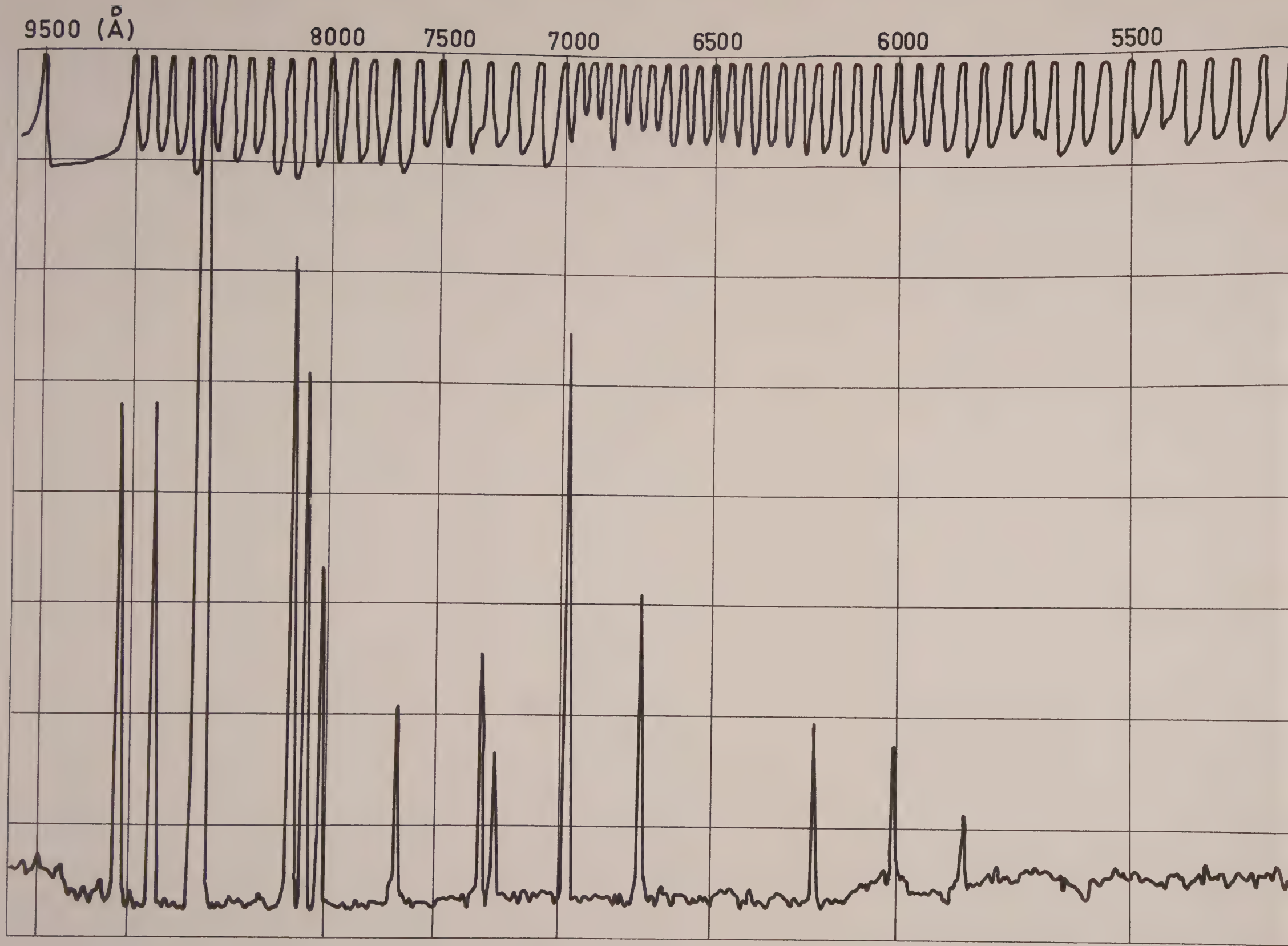
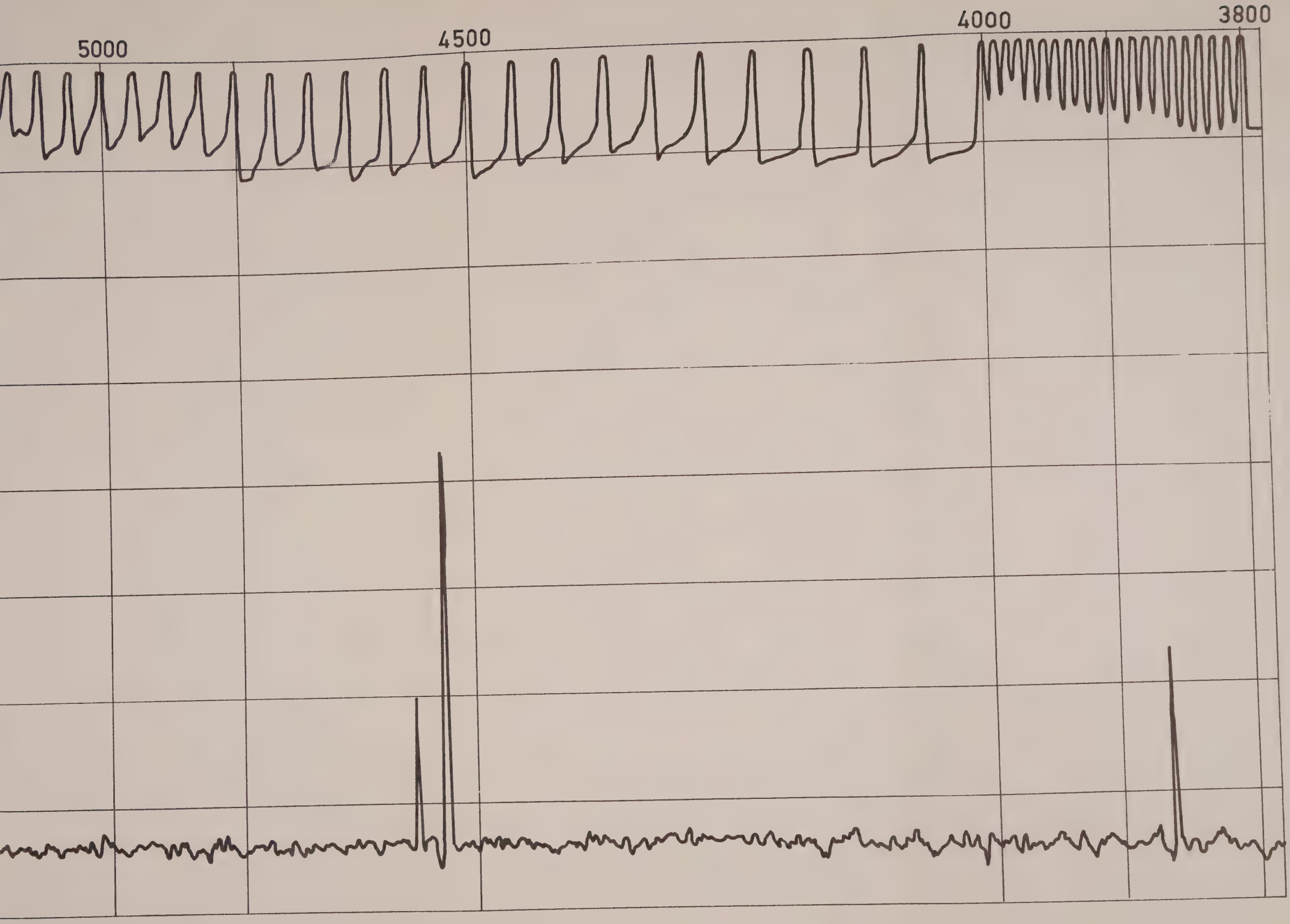


Fig.17 - ENREGISTREMENT DU PROFIL DES RAIES DU SPE



CTROGRAMME DE LA FIGURE 16-5a

IIIème PARTIE

RESULTATS EXPERIMENTAUX

SOMMAIRE

3.1 - INTRODUCTION

3.2 - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DU TEMPS.

3.2.1 - Principe de l'étude

3.2.2 - Ligne générale du calcul

3.2.3 - Disposition pratique des calculs

3.2.3.1 - La loi de SAHA - EGGERT. Calcul général de la densité électronique à l'équilibre en fonction de la température électronique.

3.2.3.2 - L'expression de la conductivité. Calcul général de la conductivité électrique en fonction de la température électronique.

3.2.3.3 - Calcul de la densité électronique en fonction de la conductivité électrique.

3.2.3.4 - Calcul de la densité électronique en fonction du temps.

3.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS

3.3.1 - Remarques générales sur la courbe expérimentale $\sigma = f(t)$

3.3.2 - Détermination des types d'évolution de la densité électronique.

3.3.3 - Détermination du mode et du mécanisme d'évolution de n_e en fonction du temps.

3.4 - SYNTHESE DES RESULTATS

3.5 - CONCLUSIONS.

3.1. INTRODUCTION

Le but de ces expériences est l'étude des mécanismes de disparition des charges dans divers mélanges Argon-vapeur de Césium préalablement ionisés.

La source d'ionisation est un champ à haute fréquence susceptible d'être appliqué par impulsions [14]

Dès que le courant de haute fréquence est coupé, le gaz revient à l'équilibre thermodynamique (figure 1.a). L'observation de la conductivité électrique du plasma dans la période qui suit immédiatement la coupure de courant permet d'étudier le retour à cet état d'équilibre.

Par application de la loi de SAHA-EGGERT et de l'expression de la conductivité électrique pour le gaz partiellement ionisé on détermine également la variation de la densité électronique au cours de la post-décharge et l'on en déduit les modes et les mécanismes prépondérants de désionisation du plasma.

-:-:-:-:-

3.2 ETUDE EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DU TEMPS

3.2.1 - Principe de l'étude

Généralement, lorsque l'on étudie une période de post-décharge - région allant de t_1 à t_{02} (fig. 1.b), on tient compte de deux phénomènes de relaxation du plasma :

- la relaxation de température électronique (la région de 0 à A)
- la relaxation de densité électronique (la région de A à B)

La décroissance de la température électronique est réglée par les pertes d'énergie des électrons par collisions élastiques et inélastiques avec les particules neutres. Si on néglige les pertes inélastiques, le temps caractéristique de relaxation de la température électronique est inférieur à une dizaine de microsecondes. A partir de ce moment la température des électrons rejoint celle des particules neutres, $T_e = T_g$.

Le phénomène qui devient ensuite prépondérant est la relaxation de la densité électronique. Celle-ci est proportionnelle à la conductivité électrique du plasma. Sa durée varie dans notre cas de 0,1 à quelques millisecondes et sa variation est gouvernée par le mode et le mécanisme de recombinaison. Au cours de la relaxation $T_g = \text{const.} = T_{\text{équilibre}}$

Le refroidissement du gaz c'est une région de B à $t = \infty$

La variation de la conductivité électrique en fonction du temps est déterminée expérimentalement pour différentes valeurs des pressions de Césium et d'Argon. Certaines de ces courbes sont représentées sur les figures 2, 3 et 8.

3.2.2 - Ligne générale de calcul

Le but du calcul est de déterminer les courbes donnant la variation de la densité électronique en fonction du temps. Pour cela on calcule d'abord la relation qui existe entre la conductivité électrique du plasma et la densité électronique pour plusieurs valeurs de N_{CS} et N_A (différentes conditions de mesure), en prenant dans chaque cas d'expérience la valeur de la température d'équilibre correspondante. Connaissant ensuite les valeurs expérimentales de $\sigma = f(t)$ on peut obtenir en utilisant les courbes $n_e = f(\sigma)$, la variation de $n_e = f(t)$ pour chaque condition de mesure. Les calculs sont effectués en deux étapes :

- En appliquant la loi de SAHA - EGGERT [1,2] on trouve la variation de $n_e = f(T_e)$ et, simultanément, on détermine de l'expression de la conductivité électrique [3] du plasma, la relation $\sigma = f(T_e)$. Ensuite, on note pour chaque courbe expérimentale $\sigma = f(t)$, la valeur de la conductivité d'équilibre, $\sigma_{eq} = \sigma_B$ (fig. 1.b). Connaissant ces valeurs on trouve pour chaque condition de mesure, en utilisant les courbes $\sigma = f(T_e)$, les valeurs de la température d'équilibre $T_{eq} = T_B$.

- en résumé -

$\sigma = f(T_e) \rightarrow T_{eq}$ pour σ_{eq} connue expérimentalement (les courbes : $\sigma = f(t)$)

./...

- En admettant ensuite que $T_{eq} = T_e = T_g$ = const. dans la région de B à A (fig. 1.b), on calcule la variation de $n_e = f(\sigma)$ pour cette valeur de la température. Ces courbes de $n_e = f(\sigma)$ permettent de déterminer facilement, à partir des valeurs expérimentales de la conductivité électrique, la variation de la densité électronique en fonction du temps, $n_e = f(t)$.

- en résumé -

$n_e = f(\sigma) \rightarrow n_e = f(t)$ pour $\sigma = f(t)$ connue expérimentalement.

Les calculs ont été effectués sur machine électronique IBM 7094. Le diagramme schématique des calculs est présenté sur la figure 4.

3.2.3 - Disposition pratique des calculs

3.2.3.1 - Loi de SAHA - EGGERT. Calcul général de la densité électronique à l'équilibre en fonction de la température électronique

Pour un plasma en équilibre thermodynamique, le rapport de la densité n_r- des atomes, r-fois ionisés à la densité n_{r+1}- des atomes, (r + 1)- fois ionisés, est donné pour la même espèce d'atomes par l'équation de SAHA - EGGERT [1,2]. On l'applique dans les conditions suivantes :

- la distribution des vitesses électroniques est maxwellienne et la densité électronique est fonction de la température électronique.

- l'énergie acquise par un électron dans le champ électrique compense en moyenne l'énergie perdue par suite des collisions élastiques et inélastiques.

- le gaz est opâque au rayonnement et l'on peut négliger les pertes radiatives.

Ces hypothèses permettent d'écrire :

$$\frac{n_{r+1} \cdot n_e}{n_r} = \frac{2 \cdot U_{r+1}(T_e)}{U_r(T_e)} \cdot \frac{(2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot k)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot T_e^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{-E_r - \Delta E_r}{k \cdot T_e}} \qquad (1)$$

où

$\frac{U_{r+1}(T_e)}{U_r(T_e)}$: rapport des poids statistiques pour les deux états d'ionisation considérés.

E_r : potentiel d'ionisation

ΔE_r : terme correctif du potentiel d'ionisation dû au champ électrique de charge d'espace

m_e : masse des électrons

n_e : densité des électrons

T_e : température des électrons

h : constante de PLANCK

k : constante de BOLTZMANN

o/ooo

Dans le cas de Césium et pour les conditions de l'expérience $\frac{2.U_{r+1}(T_e)}{U_r(T_e)}$ est égal à l'unité et ΔE_r est négligeable par rapport à E_r, l'équation de SAHA EGGERT prend la forme :

$$\frac{n_e^2}{N_{CS} - n_e} = \frac{(2.\pi.m_e.k)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot T_e^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{-E_r}{k.T_e}} \qquad (2)$$

où

N_{CS} : densité des particules neutres du Césium.

Le calcul a été fait en utilisant l'équation (2) sous la forme :

$$n_e = -\frac{(2.\pi.m_e.k)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot T_e^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{E_r}{k.T_e}} + \sqrt{\frac{(2.\pi.m_e.k)^3}{h^6} \cdot T_e^3 \cdot e^{\frac{-2.E_r}{k.T_e}} + 4\frac{(2.\pi.m_e.k)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot T_{\infty}^{\frac{3}{2}} \cdot N_{CS} \cdot e^{\frac{-E_r}{k.T_e}}} \qquad (3)$$

avec :

$E_{rCS} = 6{,}2478 \times 10^{-19}$ J.

$m_e = 9{,}107 \times 10^{-31}$ kg

$k = 1{,}38 \times 10^{-23}$ J/°K

$h = 6{,}624 \times 10^{-34}$ J.s

Prenant différentes valeurs de la température électronique T_e [° K] comprises entre 1000°K et 3500°K (tous les 25°K), on calcule les valeurs de la densité électronique n_e [m^{-3}] pour plusieurs valeurs de la densité des particules neutres du césium, N_{CS} [m^{-3}] et de l'Argon N_A [m^{-3}] .

La densité des particules neutres est calculée à partir de l'équation des gaz parfaits :

$$N_{CS} = \frac{P_{CS}}{k.T} \quad \text{et} \quad N_A = \frac{P_A}{k.T}$$

Donc pour chaque valeur de N_{CS} (donc pour chaque pression p_{CS}) on obtient une courbe $n_e = f(T_e)$ de variation de la densité électronique en fonction de la température électronique.

3.2.3.2 Expression de la conductivité. Calcul général de la conductivité électrique du plasma en fonction de la température électronique

En tenant compte de l'hypothèse que la fonction de distribution électronique a sa partie isotrope maxwellienne, on obtient pour l'expression de la conductivité électrique [3] :

$$\sigma = \int_0^{\infty} \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{n_e \cdot e^2}{(2\cdot\pi\cdot k\cdot T_e)^{\frac{3}{2}}} \cdot m_e^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\Sigma N.Q_{e-N} + n_e.Q_{e-i}} \cdot \exp.\left(-\frac{m_e.v^2}{2.k.T_e}\right). d(v^2) \qquad (4)$$

ou

n_e : densité des électrons

m_e : masse des électrons

./...

T_e : température des électrons

e : charge d'un électron

N : densité des particules neutres du gaz

Q_{e-N} : section efficace de collision, électron-particule neutre

Q_{e-i} : section efficace de collision, électron - ion

V : vitesse des électrons

k : constante de BOLTZMANN

que l'on peut mettre sous la forme :

$$\sigma = 0{,}385 \times 10^{-11} \cdot \frac{n_e}{T_e^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{\sum N \cdot Q_{e-N} + n_e \cdot Q_{e-i}} \left[\frac{\text{mho}}{\text{m}}\right] \qquad (5)$$

si l'on admet les hypothèses suivantes :

- les sections efficaces Q_{e-i} et Q_{e-N}, de collision électron-ion et de collision électron-particule neutre sont indépendantes de la vitesse des électrons.

- la perte d'énergie moyenne due aux interactions électron-électron est négligeable devant les pertes dues aux interactions électron-ion et électron-particule-neutre .

- le plasma est neutre en volume, $n_e = n_i$

Pour du Césium en présence d'Argon, l'expression (5) prend la forme :

$$\sigma = \frac{3{,}85 \times 10^{-12}}{T_e^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{n_e}{N_A \cdot Q_{e-A} + (N_{CS} - n_e) \cdot Q_{e-CS} + n_e \cdot Q_{e-i}} \left[\frac{\text{mho}}{\text{m}}\right] \qquad (6)$$

où

N_A : densité des atomes d'Argon

N_{CS} : densité des atomes de Césium

Q_{e-A} : section efficace de collision électron-atome d'Argon

Q_{e-CS} : section efficace de collision électron-atome de Césium

et où la valeur moyenne de la section efficace de collision électron-ion est :

$$Q_{e-i} = 5{,}79 \times 10^{-10} \times \frac{\log_{10} \Lambda}{T_e^2} \left[\text{m}^2\right] \qquad (7)$$

avec comme paramètre d'impact :

$$\Lambda = 1{,}24 \times 10^7 \times n_e^{-\frac{1}{2}} \times T_e^{\frac{3}{2}} \qquad (8)$$

./...

Le calcul de la variation de la conductivité électrique en fonction de la température électronique du plasma est effectué en utilisant l'expression (6) pour la gamme des valeurs de la température électronique T_e allant de 1000°K à 3500°K (tous les 25°K). Les valeurs correspondantes de n_c $[m^{-3}]$ ont été calculées dans le chapitre 3.2.3.1. pour la même gamme de température et pour les mêmes valeurs de N_{CS} et N_A.

En tenant compte de l'étude théorique [4] et expérimentale [5,6,7] des variations de la section efficace de collision des électrons avec les atomes neutres d'Argon Q_{e-A} et avec les atomes neutres de Césium Q_{e-CS} en fonction de la température électronique, on admet, pour la gamme de température étudiée (1280°K ÷ 2480°K) dans notre expérience une valeur moyenne constante des sections efficaces Q_{e-A} et Q_{e-CS} ; $Q_{e-A} = 4 \times 10^{-21} [m^2]$ et $Q_{e-CS} = 3 \times 10^{-18} [m^2]$

Les figures : 5.b, 6.b, et 7.b, représentent les courbes de variation de la densité électronique et de la conductivité électrique en fonction de la température électronique pour les trois conditions différentes de mesure.

3.2.3.3. Calcul de la densité électronique en fonction de la conductivité électrique

La valeur asymptotique de chaque courbe expérimentale $\sigma = f(t)$ donne la conductivité d'équilibre σ_{eq}. Ces valeurs de σ_{eq} permettent de trouver en utilisant les courbes $\sigma = f(T_e)$ calculées pour les mêmes conditions d'expérience, les valeurs de la température d'équilibre T_{eq}.

Par exemple on a pour les cas expérimentaux représentés par les figures : 5.a .... 5.f ; 6.a .... 6.f ; 7.a .... 7.f les valeurs de :

$$\sigma_{5_{eq}} = 8,7 \left[\frac{mho}{m}\right], \quad \sigma_{6_{eq}} = 12,6 \left[\frac{mho}{m}\right], \quad \sigma_{7_{eq}} = 13,0 \left[\frac{mho}{m}\right]$$

qui déterminent les valeurs des températures d'équilibre correspondantes :

$T_{5eq} = 1392$ [°K] , $T_{6eq} = 1700$ [°K] , $T_{7eq} = 1810$ [°K]

En utilisant les courbes $\sigma = f(T_e)$ et $n_e = f(T_e)$ on détermine les limites de variation de n_e ; $n_{e\ min}$ et $n_{e\ max}$ correspondant respectivement à $\sigma_{min} = \sigma_{eq}$ et $\sigma_{max} = \sigma_o$ de la courbe expérimentale $\sigma = f(t)$

Pour les cas expérimentaux précédents ces valeurs sont les suivantes :

fig. 5.a, 5.b
$p_A = 0$ [mm Hg]
$p_{CS} = 2,088 \times 10^{-3}$ [mm Hg]

$\sigma_{5\ max} = 49 \left[\frac{mho}{m}\right]$, $T_{5\ max} = 1606$ °K, $n_{5e\ max} = 1,34 \times 10^{17}$ $[m^{-3}]$

$\sigma_{5\ min} = 8,7 \left[\frac{mho}{m}\right]$, $T_{5\ min} = 1392$ °K, $n_{5e\ min} = 1,41 \times 10^{16}$ $[m^{-3}]$

./...

fig. 6.a, 6.b
$p_A = 5$ [mm Hg]
$p_{CS} = 5{,}11 \times 10^{-1}$ [mm Hg]

$\sigma_{6\ max} = 62{,}5$ [mho/m] ; $T_{6\ max} = 1965$ °K , $n_{6e\ max} = 2{,}73 \times 10^{19}$ [m^{-3}]

$\sigma_{6\ min} = 12{,}6$ [mho/m] , $T_{6\ min} = 1700$ °K , $n_{6e\ min} = 4{,}23 \times 10^{18}$ [m^{-3}]

fig. 7.a, 7.b
$p_A = 50$ [mm Hg]
$p_{CS} = 2{,}61$ [mm Hg]

$\sigma_{7\ max} = 39$ [mho/m] , $T_{7\ max} = 1994$ °K , $n_{7e\ max} = 6{,}95 \times 10^{19}$ [m^{-3}]

$\sigma_{7\ min} = 13{,}0$ [mho/m] , $T_{7\ min} = 1810$ °K , $n_{7e\ min} = 2{,}055 \times 10^{19}$ [m^{-3}]

Finalement la variation de $n_e = f(\sigma)$ peut être calculée en introduisant dans l'expression (6) pour chaque cas d'expérience plusieurs valeurs de la densité électronique qui couvrent la région de variation expérimentale de $\sigma = f(t)$ et les valeurs correspondantes de la température d'équilibre.

On obtient donc le réseau des courbes de $n_e = f(\sigma)$ pour plusieurs valeurs de T_{eq}, ou chaque T_{eq} indique un cas d'expérience.

Ces courbes pour les trois conditions de mesure présentées ci-dessus sont représentées par les figures : 5.c, 6.c, 7.c .

3.2.3.4 - Calcul de la densité électronique en fonction du temps

Le tableau 1, présente les différentes conditions de mesure que nous avons expérimentées :

TABLEAU 1. DIFFERENTES CONDITIONS DE MESURE

$p_A = 0$ [mm Hg]		$p_A = 5$ [mm Hg]		$p_A = 50$ [mm Hg]		$p_A = 100$ [mm Hg]	
p_{CS} [mm Hg]		p_{CS} [mm Hg]		p_{CS} [mm Hg]		p_{CS} [mm Hg]	
	$3{,}288 \times 10^{-4}$		$1{,}696 \times 10^{-5}$		$1{,}837 \times 10^{-5}$		$8{,}195 \times 10^{-5}$
	$2{,}088 \times 10^{-3}$		$1{,}174 \times 10^{-4}$		$1{,}174 \times 10^{-4}$		$2{,}088 \times 10^{-3}$
	$7{,}161 \times 10^{-3}$		$2{,}349 \times 10^{-3}$		$2{,}349 \times 10^{-3}$		$6{,}446 \times 10^{-3}$
	$1{,}540 \times 10^{-1}$		$1{,}080 \times 10^{-1}$		$1{,}010 \times 10^{-1}$		$1{,}539 \times 10^{-1}$
	$9{,}810 \times 10^{-1}$		$1{,}540 \times 10^{-1}$		$2{,}192 \times 10^{-1}$		$5{,}272 \times 10^{-2}$
	$2{,}244 \times 1$		$5{,}110 \times 10^{-1}$		$5{,}110 \times 10^{-1}$		$1{,}514 \times 10^{-1}$
	$3{,}132 \times 1$		$1{,}122 \times 1$		$2{,}610 \times 1$		
			$2{,}088 \times 1$		$3{,}132 \times 1$		
			$4{,}000 \times 1$				

On rappelle que les conditions d'ionisation et de post-décharge du plasma ont toujours été les mêmes : la tension du courant de haute fréquence égale à - 4 kV, le temps d'ionisation à - 1500 µs, le temps de post-décharge à ~3000µs.

./...

En tenant compte des variations de $\sigma = f(t)$ trouvées expérimentalement pour chacune de ces conditions d'expérience, on peut déterminer facilement à partir des courbes de $n_e = f(\sigma)$ la relaxation de la densité électronique en fonction du temps $n_e = f(t)$, qui leur correspond. Les trois de ces courbes sont représentées sur les figures : 5.d, 6.d, 7.d .

3.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS

L'interprétation des résultats est faite en admettant un certain nombre d'hypothèses sur les phénomènes étudiés. Ces hypothèses sont ensuite vérifiées par le calcul et sont comparées aux résultats déjà publiés sur ce sujet.

Ceci a permis de déterminer les phénomènes prépondérants dans les plasmas étudiés : un phénomène de diffusion ambipolaire, un phénomène de recombinaison à deux corps et un phénomène de recombinaison à trois corps. Les courbes des figures : 5.a .... 5.f ($p_A = 0$[mm Hg] , $p_{CS} = 2{,}088 \times 10^{-3}$[mm Hg]), 6.a .... 6.f ($p_A = 5$[mm Hg] , $p_{CS} = 5{,}11 \times 10^{-1}$ [mm Hg]) et 7.a .... 7.f ($p_A = 50$[mm Hg] , $p_{CS} = 2{,}61$ [mm Hg]) représentent respectivement les exemples des calculs complets pour chacun de ces phénomènes. La discution détaillée des modes et des mécanismes trouvés est présentée ci-dessous.

3.3.1 - Remarques générales sur les courbes expérimentales $\sigma = f(t)$

Les courbes de variation de la conductivité électrique du plasma en fonction du temps de relaxation pour une valeur de la pression d'Argon, la pression du Césium étant variable, sont données par la figure 2. On voit que, plus la pression de Césium est grande, plus rapide est la décroissance de σ jusqu'à sa valeur d'équilibre. D'autre part, pour une faible pression ($\approx 10^{-5}$mm Hg) de Césium, la conductivité d'équilibre est environ deux fois plus grande que pour une pression élevée (≈ 3 mm Hg).

Il faut aussi remarquer, qu'une faible variation de la pression de Césium a une influence appréciable sur les valeurs de la conductivité électrique du plasma (fig. 2). Les valeurs de la conductivité pendant la période de relaxation de la densité électronique sont plus grandes pour le plasma de Césium que pour le plasma du mélange , Argon-vapeur de Césium. De plus la conductivité électrique σ_o du plasma Argon-vapeur de Césium, au début de la post-décharge, diminue lorsque la pression de Césium augmente, la pression d'Argon restant constante (fig. 2). Par contre σ_o augmente quand on augmente la pression de Césium lorsque l'on est en présence de vapeur de Césium sans Argon (fig. 8).

La figure 3, présente les courbes $\sigma = f(t)$ pour des valeurs de la pression de Césium constantes et pour une pression d'Argon variable. On remarque que la conductivité du mélange, Argon-vapeur de Césium, décroît plus vite (pour une pression de Césium constante) quand la pression d'Argon augmente.

Si les pressions des deux composants (Césium, Argon) du plasma augmentent simultanément, la conductivité électrique σ atteint une valeur d'équilibre encore plus vite.

Généralement la valeur de σ_{eq} pour le mélange, Argon-vapeur de Césium est plus grande que pour le plasma Césium sans Argon (et pour la même pression de Césium, bien que souvent $\sigma_{oA} \leqslant \sigma_{oCS}$) à cause de la plus grande capacité

./...

calorifique du plasma dans le premier cas (fig. 8). D'ailleurs, d'une manière générale l'existence de valeurs asymptotiques non nulles de la conductivité est due à la valeur de la constante de temps de refroidissement du gaz, qui est dans la plupart des cas supérieure à 100 ms.

3.3.2 - Détermination des types d'évolution de la densité électronique

En tenant compte des paramètres physico-cinétiques et des résultats obtenus on peut envisager l'identification de certains types de phénomènes dans le plasma.

Dans ce qui suit on a cherché à mettre en évidence l'existence du mécanisme de recombinaison à deux corps, à trois corps ou la présence de la diffusion ambipolaire :

1ère hypothèse : en négligeant le terme d'ionisation $\nu_i \cdot n_e$ dans les équations d'évolution de la densité électrique en fonction du temps, on tient compte de l'existence des divers mécanismes :

a) la recombinaison à deux corps donne :

$$- \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (9)$$

qui après intégration donne:

$$\frac{1}{n_e(t)} - \frac{1}{n_{eq}} = \alpha_2 \cdot t \qquad (10)$$

b) la recombinaison à trois corps donne :

$$- \frac{\alpha_3}{n_{eq}} \cdot n_e^3 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (11)$$

qui s'intègre en :

$$\frac{1}{2 \cdot n_e^2(t)} - \frac{1}{2 \cdot n_{eq}^2} = \alpha_3 \cdot t \qquad (12)$$

c) la diffusion ambipolaire donne :

$$- D_a \cdot \nabla^2 \cdot n_e = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (13)$$

qui par intégration donne :

$$n_e(t) = e^{-\frac{D_a}{\Lambda_1^2} \cdot t} + C \qquad (14)$$

En suivant la méthode exposée dans le chapitre 3.2.3, on fait le calcul pour différentes valeurs de la pression d'Argon et de Césium (tableau 1).

L'examen des courbes des figures : 5.d., 5.e., 5.f. ; 6.d., 6.e., 6.f. et 7.d., 7.e., 7.f. de : $\log n_e = f(t)$, $\log \left(\frac{1}{n_e}\right) = f(t)$ et $\log \left(\frac{n_e + n_{e\,eq}}{n_e - n_{e\,eq}}\right) = f(t)$ $\log \left(\frac{1}{n_e^2}\right) = f(t)$ et $\log \left(\frac{n_e^2}{n_e^2 - n_{e\,eq}^2}\right) = f(t)$ montrent que la 1ère hypothèse

./...

est valable dans ces trois cas seulement pour l'exemple de la figure 5.d. (la courbe $\log n_e = f(t)$ est une droite). On peut donc conclure que dans ce cas le mécanisme prépondérant est la diffusion ambipolaire et que le terme d'ionisation par collision est négligeable au cours de l'expérience.

La pente de courbe $\log n_e = f(t)$ permet de calculer les valeurs $\frac{-D_a}{\Lambda_1^2}$ et finalement le coefficient de diffusion ambipolaire - D_a (variant de 1,758 $[\frac{m^2}{s}]$ pour $p_{CS} = 3{,}288 \times 10^{-4}$ [mm Hg] et $p_A = 0$ [mm Hg], à 6,326 $[\frac{m^2}{s}]$ pour $p_{CS} = 1{,}54 \times 10^{-1}$ [mm Hg] et $p_A = 0$ [mm Hg]).

La figure 9 constitue une synthèse des différents résultats obtenus pour chaque condition d'expérience présentée dans le tableau 1.

On voit que le phénomène de la diffusion ambipolaire n'est plus prépondérant pour des pressions d'Argon supérieures à 5 [mm Hg]. Par contre ce phénomène est prépondérant dans le plasma de Césium sans Argon pour les basses pressions de Césium (inférieures à $1{,}5 \times 10^{-1}$ [mm Hg]).

L.P. HARRIS [8] est arrivé aux mêmes conclusions.

Les autres cas, celui de la recombinaison à deux corps ou à trois corps (équations 10 et 12) sans le terme d'ionisation, n'ont pas été rencontrés dans les expériences effectuées.

On fait donc :

<u>la 2ème hypothèse</u> : en admettant que le terme d'ionisation dans l'équation d'évolution de la densité électronique en fonction du temps joue un rôle important.

Pour la recombinaison à deux corps, en supposant l'ionisation par rayonnement, on obtient l'équation d'évolution de n_e sous la forme :

$$\mu_2 - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (15)$$

ou

μ_2 - est le terme d'ionisation par rayonnement

$\alpha_2 \cdot n_e^2$ - est le terme de recombinaison à deux corps.

En tenant compte de la condition, ionisation = recombinaison, on trouve $\mu_2 = \alpha_2 \cdot n_{eq}^2$ et finalement :

$$\alpha_2 \cdot (n_{eq}^2 - n_e^2) = \frac{d\, n_e}{d\, t} \qquad (16)$$

Par intégration on obtient :

$$\frac{n_e(t) + n_{eq}}{n_e(t) - n_{eq}} = e^{2.\alpha_2 \cdot n_{eq} \cdot t + C} \qquad (17)$$

L'équation d'évolution de la densité électronique pour la recombinaison à trois corps avec le terme d'ionisation est obtenue de façon analogue :

$$\nu_i \cdot n_e - \frac{\alpha_3}{n_{eq}} \cdot n_e^3 = \frac{\partial n_e}{\partial t} \qquad (18)$$

ou

$\nu_i \cdot n_e = a_3 \cdot N_{CS} \cdot n_e$ - est le terme d'ionisation

./...

$\frac{\alpha_3}{n_{eq}} \cdot n_e^3$ est le terme de recombinaison à trois corps.

La condition, ionisation = recombinaison, donne $a_3 = \alpha_3 \cdot \frac{n_e}{N_{CS}}$ et par suite :

$$\alpha_3 \cdot (n_e \cdot n_{eq} - n_e^2) = \frac{d\, n_e}{d\, t} \qquad (19)$$

Après l'intégration on a :

$$\frac{n_e^2\,(t)}{n_e^2\,(t) - n_{eq}^2} = e^{2 \cdot \alpha_3 \cdot n_{eq} \cdot t} + C \qquad (20)$$

Les droites représentent les variations de : $\log\left(\frac{n_e(t) + n_{eq}}{n_e(t) - n_{eq}}\right) = f(t)$ et de $\log\left(\frac{n_e^2(t)}{n_e^2(t) - n_{eq}^2}\right) = f(t)$ indiquent la prédominance de ces phénomènes dans les plasmas.

Ces courbes sont présentées sur les figures 5.e, 5.f, 6.e, 6.f et 7.e, 7.f pour les trois points expérimentaux. La pente des droites des figures 6.e et 7.f permet de calculer respectivement, lorsque l'on admet la deuxième hypothèse, les valeurs des coefficients α_2 et α_3, de la recombinaison à deux corps dominant et de la recombinaison à trois corps dominant.

Les résultats complets montrent que la 2ème hypothèse est valable dans certaines conditions d'expérience où les phénomènes de recombinaison à deux corps et de recombinaison à trois corps avec le terme d'ionisation sont prédominants (fig. 9).

3.3.3 - Détermination du mode et du mécanisme d'évolution de n_e en fonction du temps.

La validité des équations (15) et (18) d'évolution de la densité électronique impose également le mode pour chaque type de recombinaison déterminé ci-dessus. C'est un mode de recombinaison électronique.

Le terme d'ionisation et les autres paramètres du gaz comme : la densité électronique, la température électronique, la valeur de coefficient de recombinaison, la nature du gaz, etc... précisent simultanément le mécanisme de ce mode de recombinaison.

La recombinaison électronique à deux corps, représentée par l'équation d'évolution de la densité électronique suivante :

$$\mu_2 - \alpha_2 \cdot n_e^2 = \frac{\partial n_e}{\partial t}$$

./...

détermine comme mécanisme prépondérant de recombinaison, le mécanisme radiatif :

$$Cs^+ + e \rightleftarrows Cs^* + h\nu \qquad (21)$$

D'autre part, une variation importante du coefficient de recombinaison α_2 (α_2 variant de $1,7 \times 10^{-17}$ [$\frac{m^3}{s}$] à $1,6 \times 10^{-15}$ [$\frac{m^3}{s}$]) ou sa grandeur peut signifier aussi l'existence dans les plasmas étudiés du mécanisme de recombinaison dissociative, du type :

$$Cs_2^+ + e \rightleftarrows Cs^* + Cs \qquad (22)$$

qui joue probablement un rôle non négligeable.

Ceci reste cohérent avec les conclusions de HARRIS [8] et LOEB [9]. En plus pour certains cas (la région de $p_{Cs} \lesssim 0,3 \times 10^{-4}$ [mm Hg] ; $n_e > N_{Cs}$) surtout quand le coefficient de recombinaison est de l'ordre de grandeur de $\alpha_2 \approx 10^{-15}$ [$\frac{m^3}{s}$] on peut envisager dans les plasmas étudiés (Argon-vapeur de Césium), l'existence des réactions supplémentaires du type :

$$A_2^+ + e \rightleftarrows A^* + A \qquad (23)$$

où les ions moléculaires A_2^+ peuvent être créés par les collisions entre les ions d'Argon A^+ et deux atomes neutres d'Argon : $A^+ + 2A \rightarrow A_2^+ + A$.

La probabilité d'existence de la réaction (23) dans le cas présenté ci-dessus nous semble être en accord avec les résultats de HORNBECK et MOLNAR [10]

La validité de l'équation :

$$\nu_i \cdot n_e - \frac{\alpha_3}{n_{eq}} \cdot n_e^3 = \frac{\partial n_e}{\partial t}$$

pour la recombinaison électronique à trois corps, ainsi que l'ordre de grandeur de la densité électronique :

$n_e = 10^{18} \div 10^{20}$ [m^{-3}] (le taux d'ionisation $\tau \approx 1,0 \times 10^{-2} \div 1,0 \times 10^{-7}$) et la valeur du coefficient de recombinaison : $\alpha_3 = 1,0 \times 10^{-17} \div 1,0 \times 10^{-16}$ [$\frac{m^3}{s}$] confirment la dominance du mécanisme du type

$$Cs^+ + e + e \rightleftarrows Cs^* + e \qquad (24)$$

qui donne une bonne corrélation avec les conclusions des travaux [6, 8, 11, 12, 13]

D'autre part on peut tenir compte de la participation, dans les réactions de recombinaison, des atomes d'Argon par la présence du mécanisme complémentaire :

$$Cs^+ + e + A \rightleftarrows Cs + A \qquad (25)$$

Cette conclusion est en accord avec la variation de la conductivité électrique en fonction du temps : figure 3 pour les différentes valeurs croissantes de la pression d'Argon.

./...

Tableau_2_ RESULTATS COMPLETS DES CALCULS ___

P_A = 0 mm Hg

P_{cs} = 3,288 x 10^{-4} mmHg	Da ($\frac{m^2}{s}$)	1,758
	Ne max (m^{-3})	2,30 x 10^{16}
	Ne eq. (m^{-3})	4 38 x 10^{15}
	Teq. (°K)	1375
P_{cs} = 2,088 x 10^{-3} mmHg	Da ($\frac{m^2}{s}$)	4,470
	Ne max (m^{-3})	1,34 x 10^{17}
	Ne eq (m^{-3})	1, 41 x 10^{16}
	Teq. (°K)	1392
P_{cs} = 7,161 x 10^{-3} mmHg	Da ($\frac{m^2}{s}$)	1,138 x 10
	Ne max (m^{-3})	5,80 x 10^{17}
	Ne eq (m^{-3})	7,33 x 10^{16}
	Teq. (°K)	1520
P_{cs} = 1,54 x 10^{-1} mmHg	Da ($\frac{m^2}{s}$)	6.326
	Ne max (m^{-3})	3,00 x 10^{19}
	Ne eq (m^{-3})	1,50 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1649
P_{cs} = 9,81 x 10^{-1} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	1,095 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	6,55 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	4,32 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1673
P_{cs} = 2,244 mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	5,188 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	1,53 x 10^{20}
	Ne eq (m^{-3})	8,15 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1697
P_{cs} = 3,132 mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	1,747 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	3,6 x 10^{20}
	Ne eq (m^{-3})	2,8 x 10^{19}
	Teq. (°K)	1840

P_A = 5 mm Hg

P_{cs} = 1,696 x 10^{-5} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	3,673 x 10^{-15}
	Ne max (m^{-3})	1,37 x 10^{18}
	Ne eq (m^{-3})	2,94 x 10^{17}
	Teq. (°K)	2060
P_{cs} = 1,174 x 10^{-4} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	1,646 x 10^{-15}
	Ne max (m^{-3})	1,00 x 10^{18}
	Ne eq (m^{-3})	1,75 x 10^{17}
	Teq. (°K)	1810
P_{cs} = 2,349 x 10^{-3} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	7,287 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	8,0 x 10^{17}
	Ne eq. (m^{-3})	4,0 x 10^{17}
	Teq. (°K)	1725
P_{cs} = 1,08 x 10^{-2} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,327 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	8,80 x 10^{18}
	Ne eq. (m^{-3})	1,33 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1650
P_{cs} = 1,54 x 10^{-1} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,410 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,125 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	1,420 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1643
P_{cs} = 5,11 x 10^{-1} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	1,636 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	2,73 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	4,23 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1700
P_{cs} = 1,122 mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	1,549 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	6,780 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	1,026 x 10^{19}
	Teq. (°K)	1770
P_{cs} = 2,088 mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	2,361 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	8,10 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	1, 70 x 10^{19}
	Teq. (°K)	1797
P_{cs} = 4,000 mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	2,071 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	1,20 x 10^{20}
	Ne eq. (m^{-3})	2,95 x 10^{19}
	Teq. (°K)	1828

P_A = 50 mm Hg

P_{cs} = 1,837 x 10^{-5} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,250 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,19 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	2,80 x 10^{18}
	Teq. (°K)	2400
P_{cs} = 1,174 x 10^{-4} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,465 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,70 x 10^{18}
	Ne eq. (m^{-3})	1,50 x 10^{18}
	Teq. (°K)	2180
P_{cs} = 2,349 x 10^{-3} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,668 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	6,80 x 10^{18}
	Ne eq. (m^{-3})	2,075 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1960
P_{cs} = 1,01 x 10^{-1} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,853 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,95 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	2,60 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1735
P_{cs} = 2,192 x 10^{-1} mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	9,952 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	2,40 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	3,15 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1715
P_{cs} = 5,11 x 10^{-1} mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	9,770 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	2,85 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	5,99 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1744
P_{cs} = 2,610 mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	4,160 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	6,900 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	2,055 x 10^{19}
	Teq. (°K)	1810
P_{cs} = 3,132 mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	3,446 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	7,70 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	2,36 x 10^{19}
	Teq. (°K)	1815

P_A = 100 mm Hg

P_{cs} = 8,195 x 10^{-5} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,001 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,36 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	4,80 x 10^{18}
	Teq. (°K)	2480
P_{cs} = 2,088 x 10^{-3} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	2,613 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	9,2 x 10^{18}
	Ne eq. (m^{-3})	2,5 x 10^{18}
	Teq. (°K)	2000
P_{cs} = 6,446 x 10^{-3} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	3,181 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,055 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	2,75 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1933
P_{cs} = 1,539 x 10^{-2} mmHg	α_2 ($\frac{m^3}{s}$)	4,935 x 10^{-16}
	Ne max (m^{-3})	1,37 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	3,06 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1884
P_{cs} = 5,272 x 10^{-2} mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	1,106 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	1,75 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	3,7 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1825
P_{cs} = 1,514 x 10^{-1} mmHg	α_3 ($\frac{m^3}{s}$)	1,387 x 10^{-17}
	Ne max (m^{-3})	1,70 x 10^{19}
	Ne eq. (m^{-3})	3,18 x 10^{18}
	Teq. (°K)	1735

3.4 SYNTHESE DES RESULTATS

Les résultats complets des calculs sont présentés dans le tableau 2.

La figure 9 montre que dans le plan $p_A - p_{CS}$, si l'on admet la même valeur de la température au gaz pour chaque expérience, on distingue trois zones ou dominent respectivement la diffusion ambipolaire, la recombinaison à deux corps et la recombinaison à trois corps.

La répartition de ces trois zones est conforme aux prévisions théoriques. La diffusion ambipolaire est prépondérante pour les valeurs les plus faibles de la pression du Césium. Le mécanisme de recombinaison à deux corps est prépondérant pour les valeurs modérées de la pression du Césium et pour les pressions élevées d'Argon. En effet ces deux circonstances donnent lieu à des densités électroniques faibles et des fréquences élevées de collision des particules chargées avec les neutres. En réalité ces considérations sont quelque peu modifiées par les variations de la température. Enfin le mécanisme de recombinaison à trois corps devient important pour les fortes pressions de Césium, puisque celles-ci donnent lieu à un accroissement de la densité électronique.

3.5 CONCLUSIONS

Les résultats des études effectuées nous ont permis de mettre en évidence divers processus qui peuvent apparaître au cours d'une post-décharge dans un mélange Argon-vapeur de Césium ionisé par H.F. pour des valeurs de la pression de Césium comprises entre 10^{-5} mm Hg et plusieurs mm Hg et pour la pression des plasmas d'Argon inférieure à 100 mm Hg.

La comparaison des résultats expérimentaux et des lois mathématiques d'évolution de la densité électronique pour ces phénomènes permet de déterminer les types de processus prépondérant.

L'existence simultanée de plusieurs mécanismes peut rendre difficile sinon impossible l'identification du type de processus au cours de la post-décharge. Dans le type de plasma étudié et dans les conditions d'expérience (température du plasma, pression du Césium, pression d'Argon), c'est surtout le Césium qui impose le mode et le mécanisme des processus.

L'argon joue un rôle très important dans l'atténuation de la diffusion ambipolaire. Sa présence augmente également la constante de temps de refroidissement du gaz et le temps de relaxation de la conductivité électrique du plasma.

Un accroissement de la pression d'Argon accélère le passage du phénomène de diffusion ambipolaire à celui de la recombinaison à deux corps et ce dernier au phénomène de recombinaison à trois corps.

./...

On voit qu'une étude spectroscopique plus approfondie, notamment grâce à l'emploi d'un spectroscope de masse serait souhaitable pour déterminer la nature et la densité des différentes espèces de particules chargées existant dans les plasmas en recombinaison.

D'autre part, la mesure de la température du plasma par application d'une méthode optique de mesure conduisant à la détermination de la température électronique par l'intermédiaire de la mesure spectroscopique de l'intensité absolue ou relative des raies du Césium ou de celles de l'Argon est possible et peut être envisagée comme source des renseignements complémentaires.

Du point de vue pratique, la possibilité de maintenir pendant des durées de l'ordre de 1 milliseconde une fraction appréciable de l'ionisation extrathermique montre que l'utilisation de sources auxiliaires d'ionisations semble envisageable dans les convertisseurs magnétohydrodynamiques.

REFERENCES

[1] J. EGGERT " Phys. Zs " - 20, 570, 1919

[2] M. N. SAHA " Phil. Mag. J. Sci. " - 40, 472, 1920

[3] J. L. DELCROIX " Introduction à la théorie des gaz ionisés " p. 77, Dunod, Paris, 1959

[4] M. GRYZINSKI " Phys. Rev. " 115, 374, 1959.

[5] H. BLACKMAN, S.J. MALCOLM, A. DEMITRIADES, J. VERNON " M.H.D. Power generation studies in rectangular channels" II Int. Symp. Eng. Aspect of M.H.D., Berkeley, mars 1961.

[6] E. LABOIS, P. RICATEAU " Ionisation hors d'équilibre et relaxation de l'ionisation dans de l'Argon ensemencé de Césium " X Int. Conf. of Teoret. Appl. Chim., MOSCOU 1965.

[7] L.P. HARRIS " J. of App. Phys. " 34, 2958, 1963.

[8] L.P. HARRIS " Ionisation and recombinaison in Césium-seeded plasmas near thermal equilibrium " june 1964, Rep. NO.64-RL-3698 G, Schenectady - New York.

[9] L.B. LOEB " Basic Processes of Gaseous Electronics " p. 590, Univ. of Calif. Press., 1960

[10] J.A. HORNBECK, J.P. MOLNAR " Phys. Rev. " 84, 621, 1951.

[11] Yu. M. ALESKOVSKIĬ " J. Exptl. Theoret. Phys. " (U.R.S.S.), 44, 840, 1963

[12] N. D'ANGELO, N. RYNN " The Phys. of Fluids " 4, 1303, 1961.

[13] J.Y. WADA, R.C. KNECHTLI " Phys. Rev. Lett. " 10, 513, 1963.

[14] Z. CROITORU, J. PYTLINSKI " Colloque International sur la Production Magnétohydrodynamique d'Energie Electrique " SALZBOURG, juillet 1966.

LEGENDES DES FIGURES

Figure 1.a – Présentation graphique de l'ionisation et de la désionisation d'un plasma ;
$(t_{01} - t_1)$ – période du travail d'un générateur H.F.,
$(t_1 - t_{02})$ – période de post-décharge de désionisation du plasma.

Figure 1.b – Période de post-décharge. Courbe de relaxation de la conductivité électrique du plasma :
$(t_1 - t_A)$ – relaxation de la température électronique
$(t_A - t_B)$ – relaxation de la densité électronique
$(t_B - t_{02})$ – refroidissement du gaz

Figure 2 – Courbes de variation de la conductivité électrique des plasmas en fonction du temps de relaxation pour une valeur de la pression d'Argon avec pression de Césium variable.

Figure 3 – Courbes de variation de la conductivité électrique des plasmas en fonction du temps de relaxation pour des valeurs de pression du Césium constantes et pour une valeur de la pression d'Argon variable.

Figure 4 – Diagramme schématique des calculs

Figure 5.a – Courbe de variation de la conductivité électrique en fonction du temps de relaxation.

Figure 5.b – Courbes de variation de la densité électronique et de la conductivité électrique en fonction de la température électronique.

Figure 5.c – Courbe de variation de la densité électronique en fonction de la conductivité électrique pour une seule valeur de la température – valeur de la température d'équilibre.

Figure 5.d – Courbe de variation de la densité électronique en fonction du temps de relaxation.

Figure 5.e – Courbes de variation de $\log \left(\frac{1}{n_e}\right)$ et de $\log \left(\frac{n_e + n_{e\,eq}}{n_e - n_{e\,eq}}\right)$ en fonction du temps de relaxation pour un phénomène de recombinaison à deux corps sans terme d'ionisation et avec terme d'ionisation.

Figure 5.f – Courbes de variation de $\log \left(\frac{1}{n_e^2}\right)$ et de $\log \left(\frac{n_e^2}{n_e^2 - n_{e\,eq}^2}\right)$ en fonction du temps de relaxation pour un phénomène de recombinaison à trois corps sans terme d'ionisation et avec terme d'ionisation.

Figure 6.a - Courbe de variation de la conductivité électrique en fonction du temps de relaxation.

Figure 6.b - Courbes de variation de la densité électronique et de la conductivité électrique en fonction de la température électronique.

Figure 6.c - Courbe de variation de la densité électronique en fonction de la conductivité électrique pour une seule valeur de la température - valeur de la température d'équilibre.

Figure 6.d - Courbe de variation de la densité électronique en fonction du temps de relaxation.

Figure 6.e - Courbes de variation de $\log\left(\frac{n_e + n_{e\,eq}}{n_e - n_{e\,eq}}\right)$ et de $\log\left(\frac{1}{n_e}\right)$ en fonction du temps de relaxation pour un phénomène de recombinaison à deux corps avec terme d'ionisation (phénomène dominant) et sans terme d'ionisation.

Figure 6.f - Courbes de variation de $\log\left(\frac{1}{n_e^2}\right)$ et de $\log\left(\frac{n_e^2}{n_e^2 - n_{e\,eq}^2}\right)$ en fonction du temps de relaxation pour un phénomène de recombinaison à trois corps sans terme d'ionisation et avec terme d'ionisation.

Figure 7.a - Courbe de variation de la conductivité électrique en fonction du temps de relaxation.

Figure 7.b - Courbes de variation de la densité électronique et de la conductivité électrique en fonction de la température électronique.

Figure 7.c - Courbe de variation de la densité électronique en fonction de la conductivité électrique pour une seule valeur de la température - valeur de la température d'équilibre.

Figure 7.d - Courbe de variation de la densité électronique en fonction du temps de relaxation.

Figure 7.e - Courbes de variation de $\log\left(\frac{1}{n_e}\right)$ et de $\log\left(\frac{n_e + n_{e\,eq}}{n_e - n_{e\,eq}}\right)$ en fonction du temps de relaxation pour un phénomène de recombinaison à deux corps sans terme d'ionisation et avec terme d'ionisation.

Figure 7.f - Courbes de variation de $\log\left(\frac{n_e^2}{n_e^2 - n_{e\,eq}^2}\right)$ et de $\log\left(\frac{1}{n_e^2}\right)$ en fonction du temps de relaxation pour un phénomène de recombinaison à trois corps avec terme d'ionisation (phénomène dominant) et sans terme d'ionisation.

Figure 8 - Courbes de variation de la conductivité électrique des plasmas en fonction du temps de relaxation pour deux valeurs de pression ($p_A = 0$ [mm Hg] et $p_A = 5$ [mm Hg]) d'Argon avec des valeurs de pression de Césium constantes.

./...

Figure 9 - Répartition des phénomènes :

- diffusion ambipolaire
- recombinaison à deux corps
- recombinaison à trois corps

dominant dans les différentes régions de la pression d'Argon et de la pression du Césium, en admettant la même valeur de la température d'équilibre pour chaque expérience.

Fig. 1a - REPRESENTATION DE L'IONISATION ET DE LA DESIONISATION D'UN PLASMA ; (t_{01} - t_1) PERIODE DU TRAVAIL D'UN GENERATEUR H.F., (t_1 - t_{02}) - PERIODE DE POST-DECHARGE DE DESIONISATION DU PLASMA.

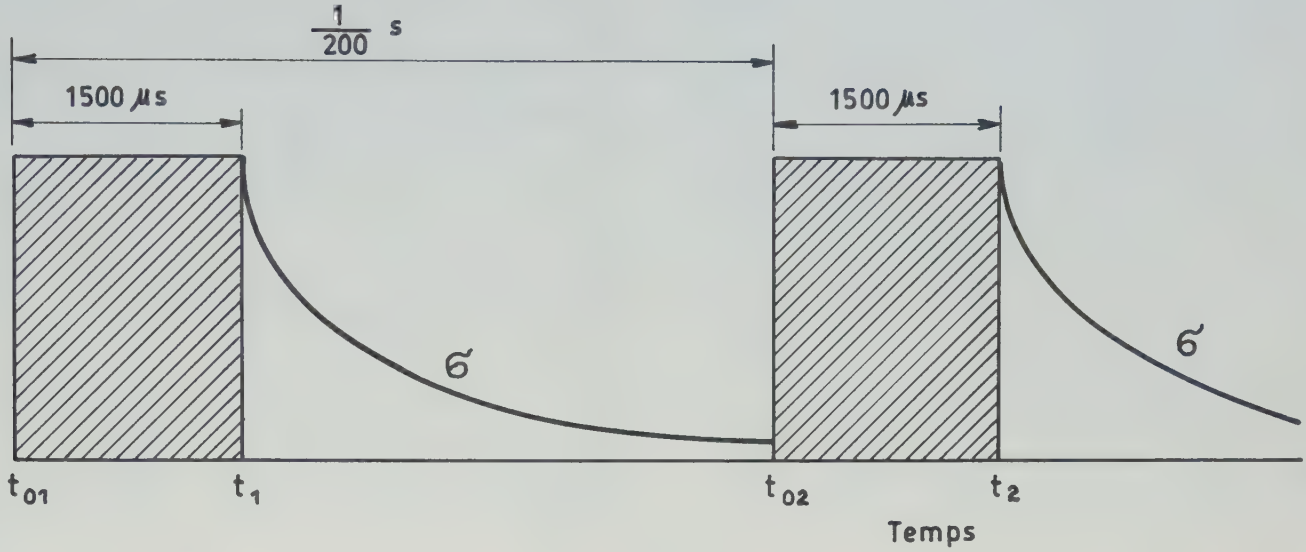


Fig. 1b - PERIODE DE POST-DECHARGE. COURBE SCHEMATIQUE DE RELAXATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DU PLASMA: (t_1 - t_A) RELAXATION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE, (t_A - t_B) - RELAXATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE., (t_B - t_{02}) - REFROIDISSEMENT DU GAZ.

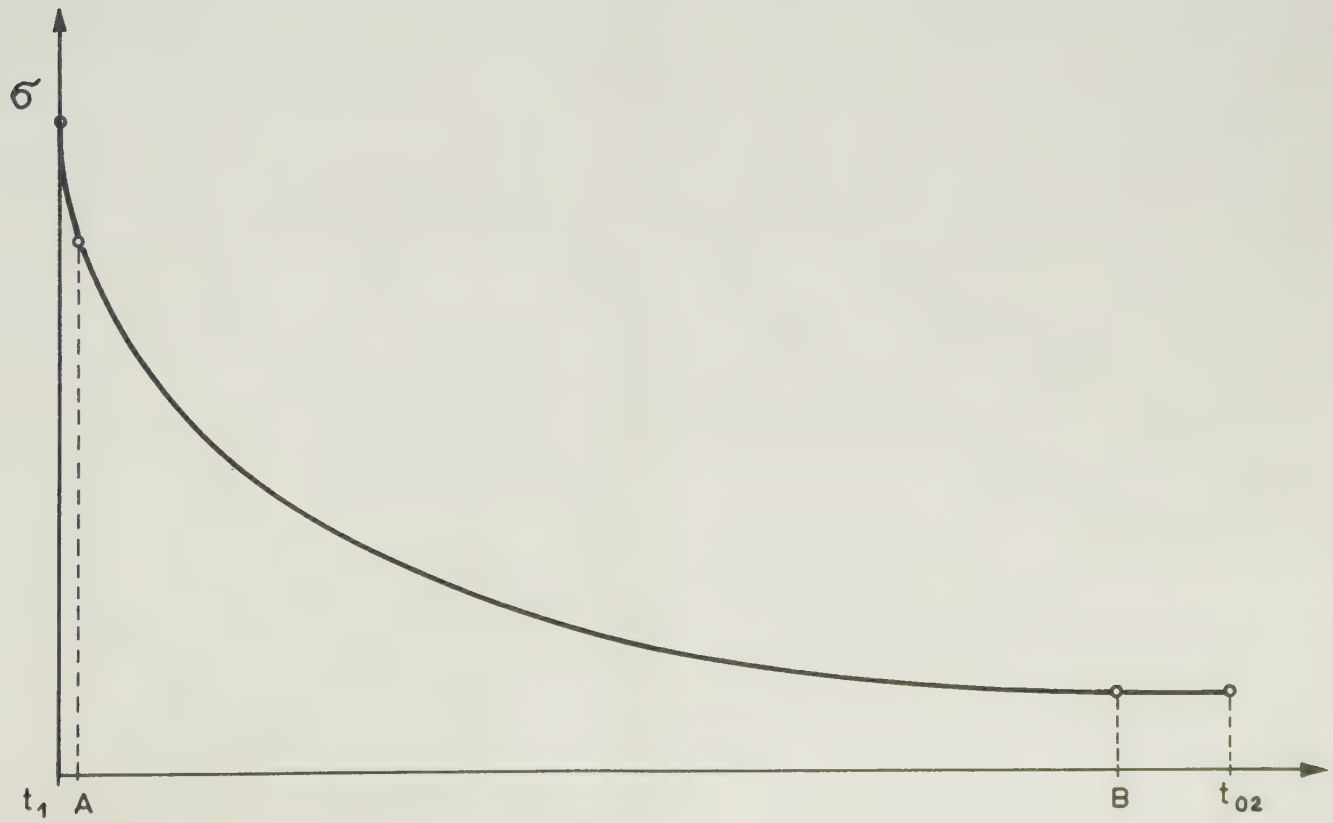
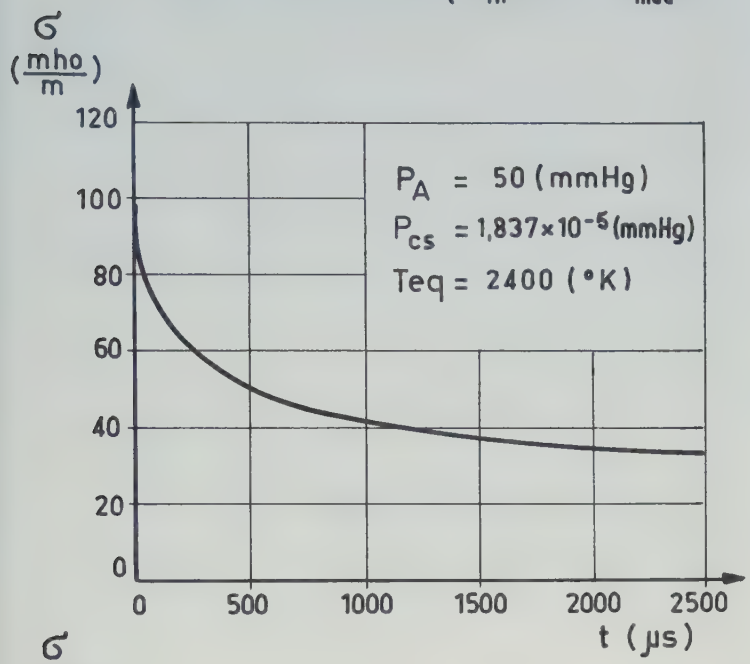
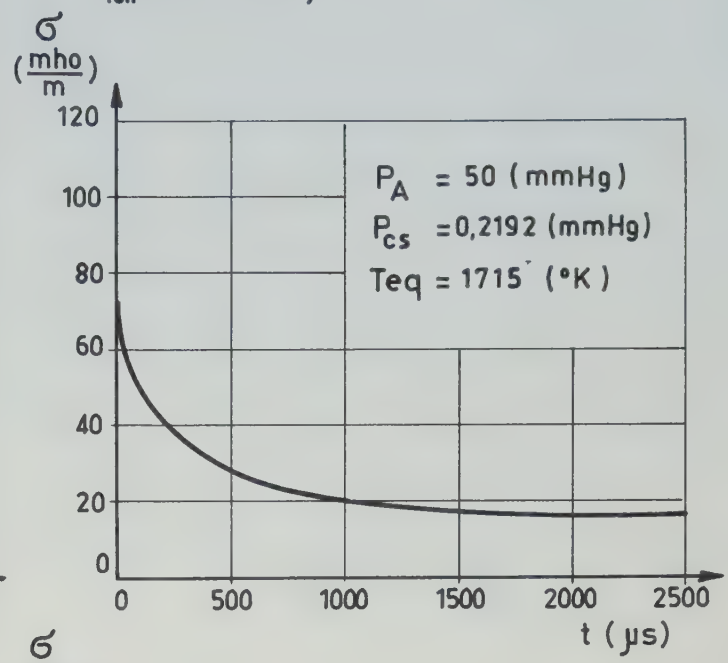
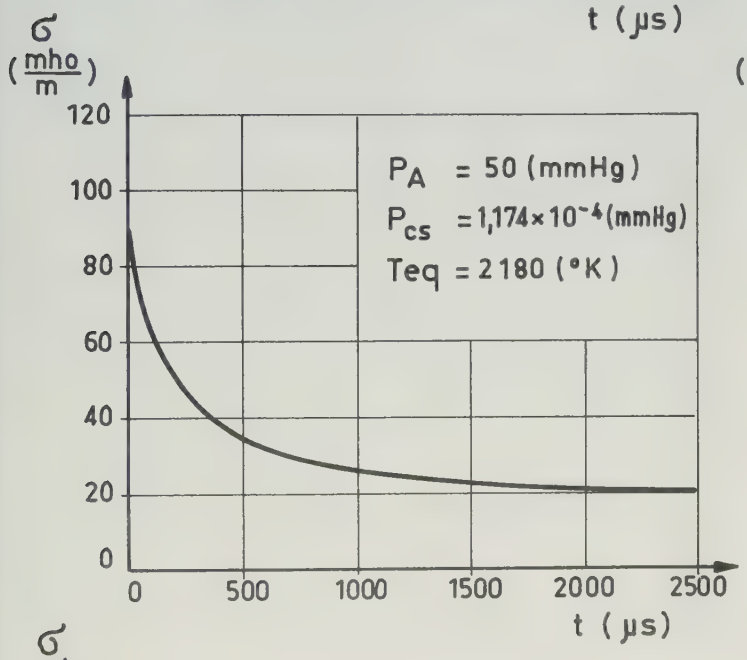


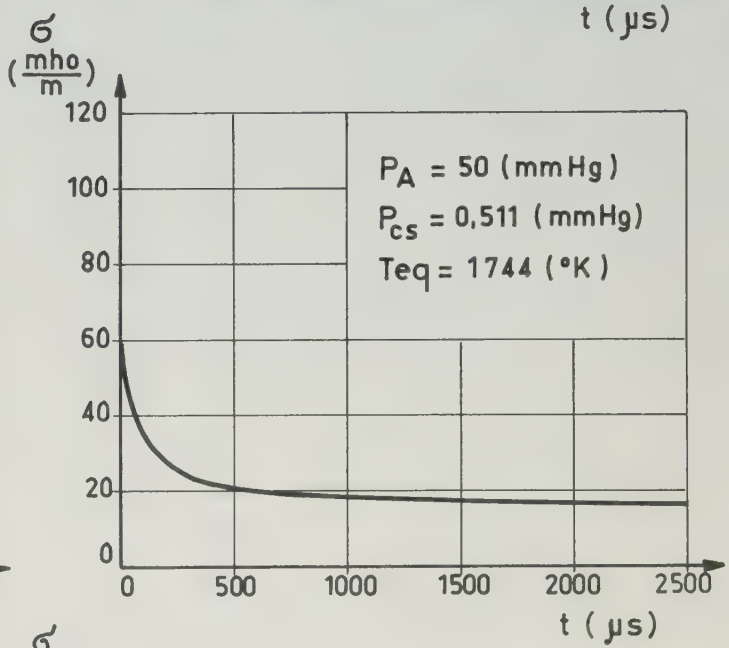
Fig.2_ COURBES DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES PLASMAS EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR UNE VALEUR DE LA PRESSION D'ARGON AVEC PRESSION DE CESIUM VARIABLE

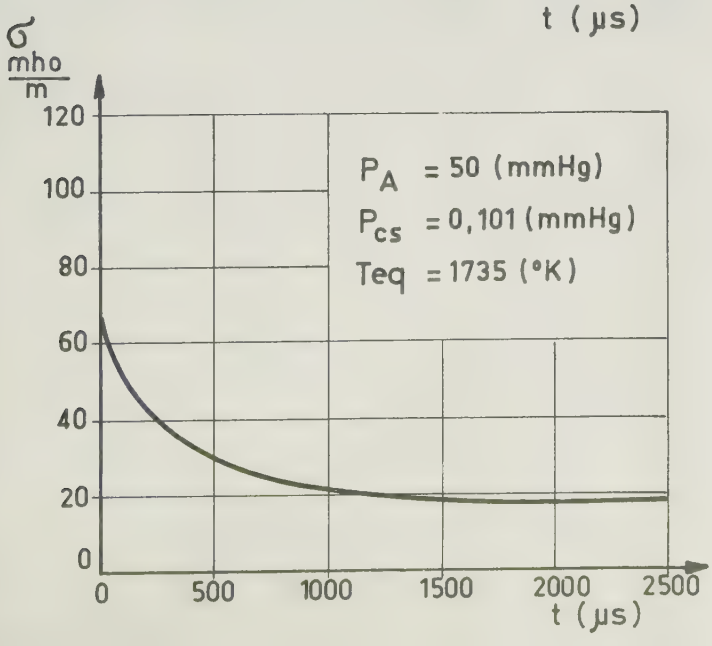
(U_{HF} = 4 kV ; f_{mod} = 200 Hz ; t_{ion} = 1500 µs)











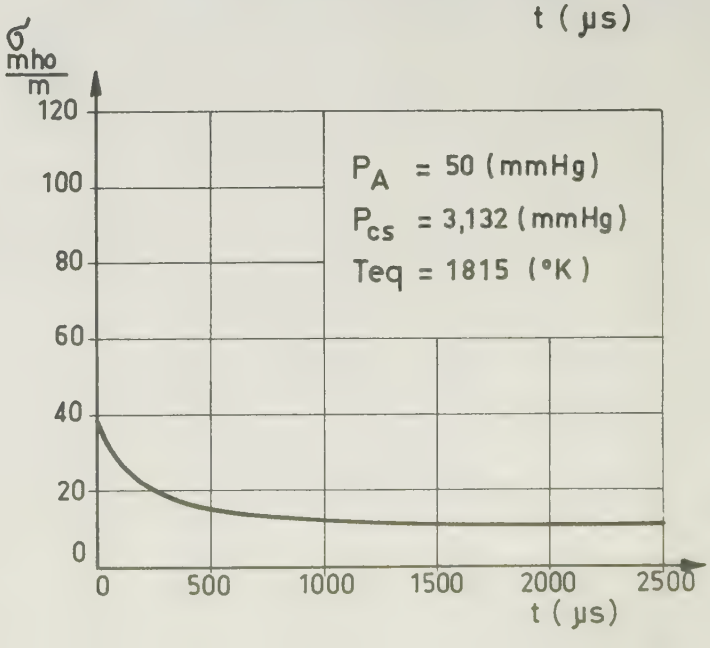


Fig. 3 _ COURBES DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES PLASMAS EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR DES VALEURS DE PRESSION DU CESIUM CONSTANTES ET POUR UNE VALEUR DE LA PRESSION D'ARGON VARIABLE

(U_{HF} = 4 kV ; f_{mod} = 200 Hz ; t_{ion} = 1500 µs)

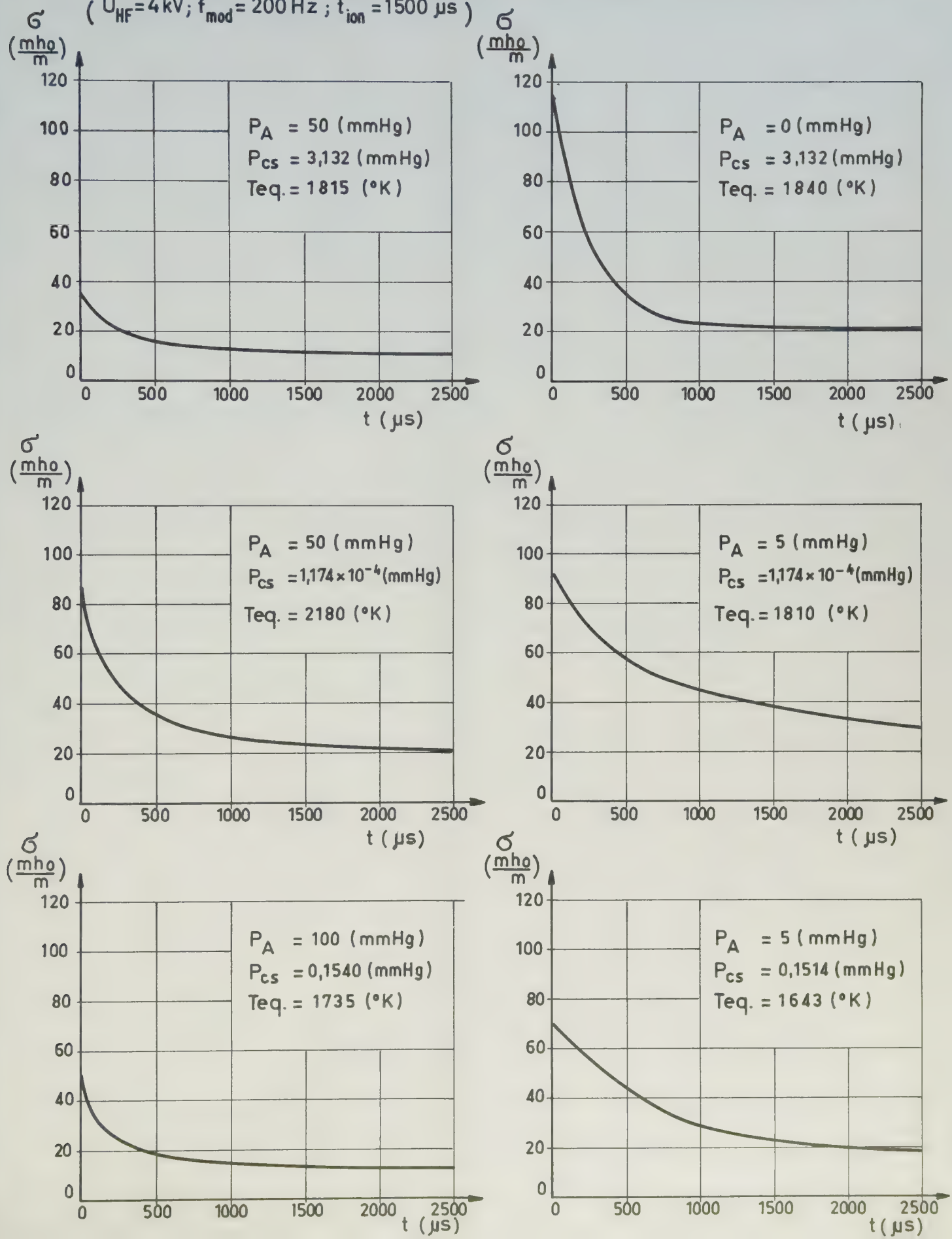


Fig.4

DIAGRAMME SCHEMATIQUE DES CALCULS

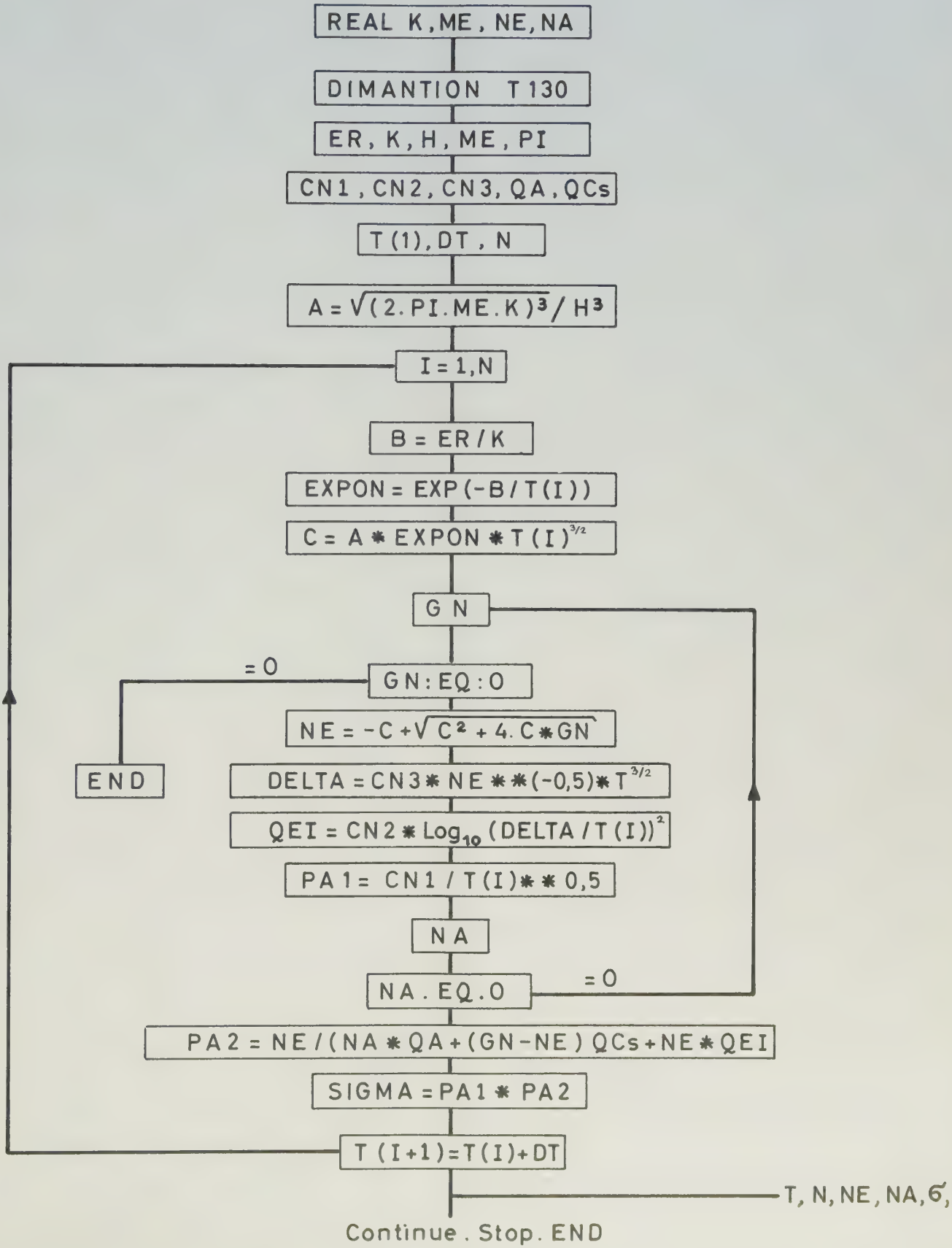


Fig_5a_ COURBE DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION_

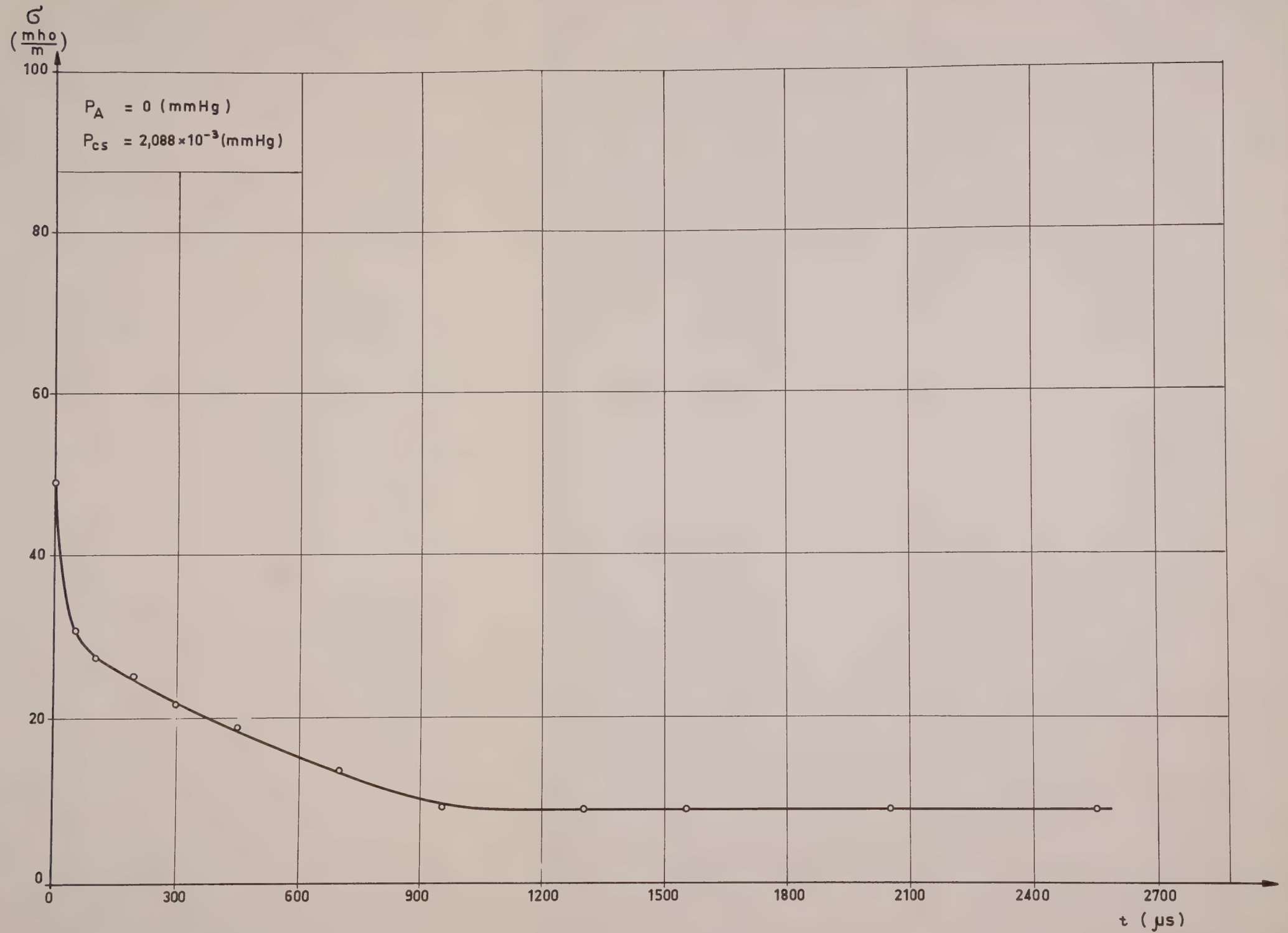


Fig.5.b_ COURBES DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE ET DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE

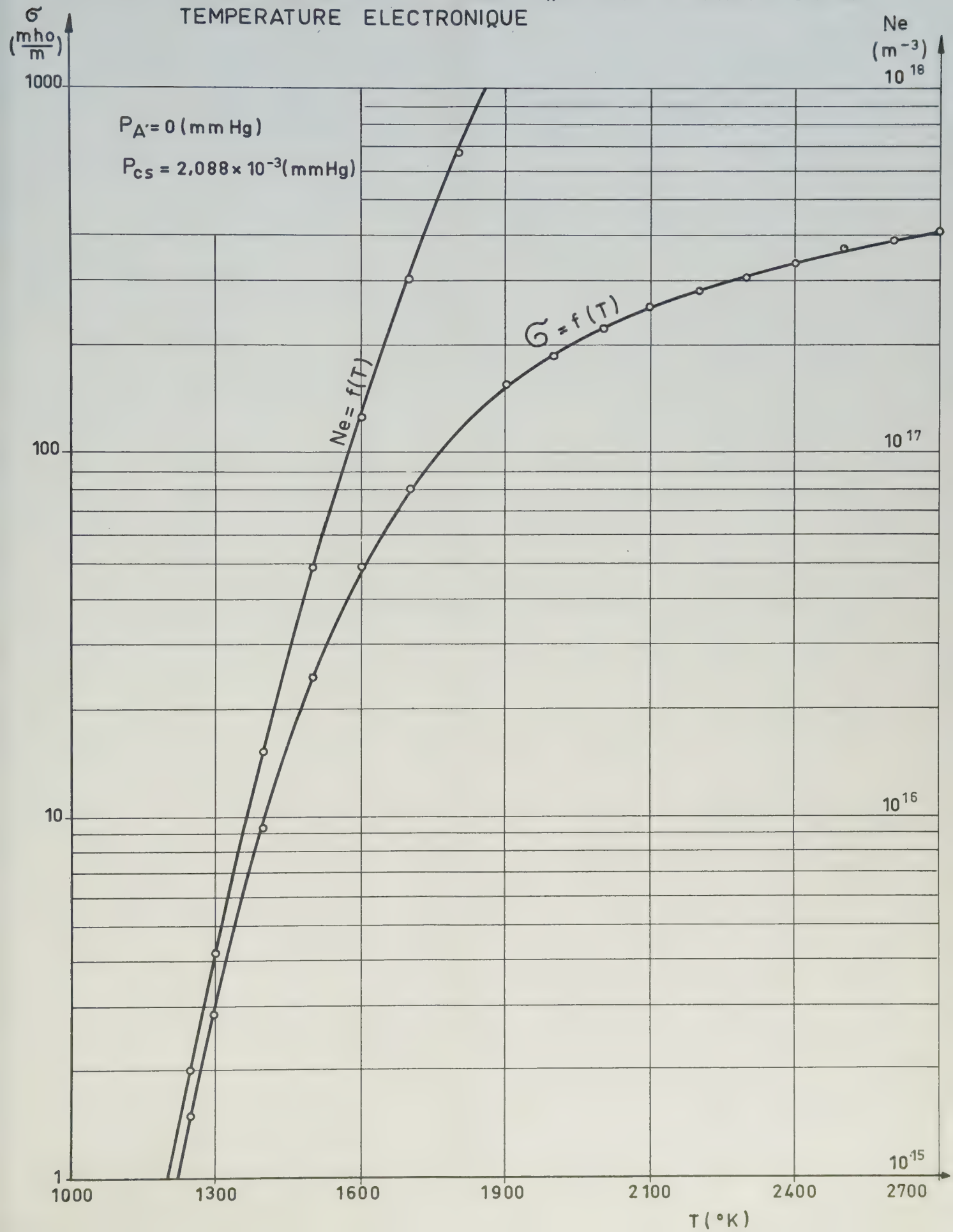


Fig.5. c _ COURBE DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR UNE SEULE VALEUR DE LA TEMPERATURE _VALEUR DE LA TEMPERATURE D'EQUILIBRE

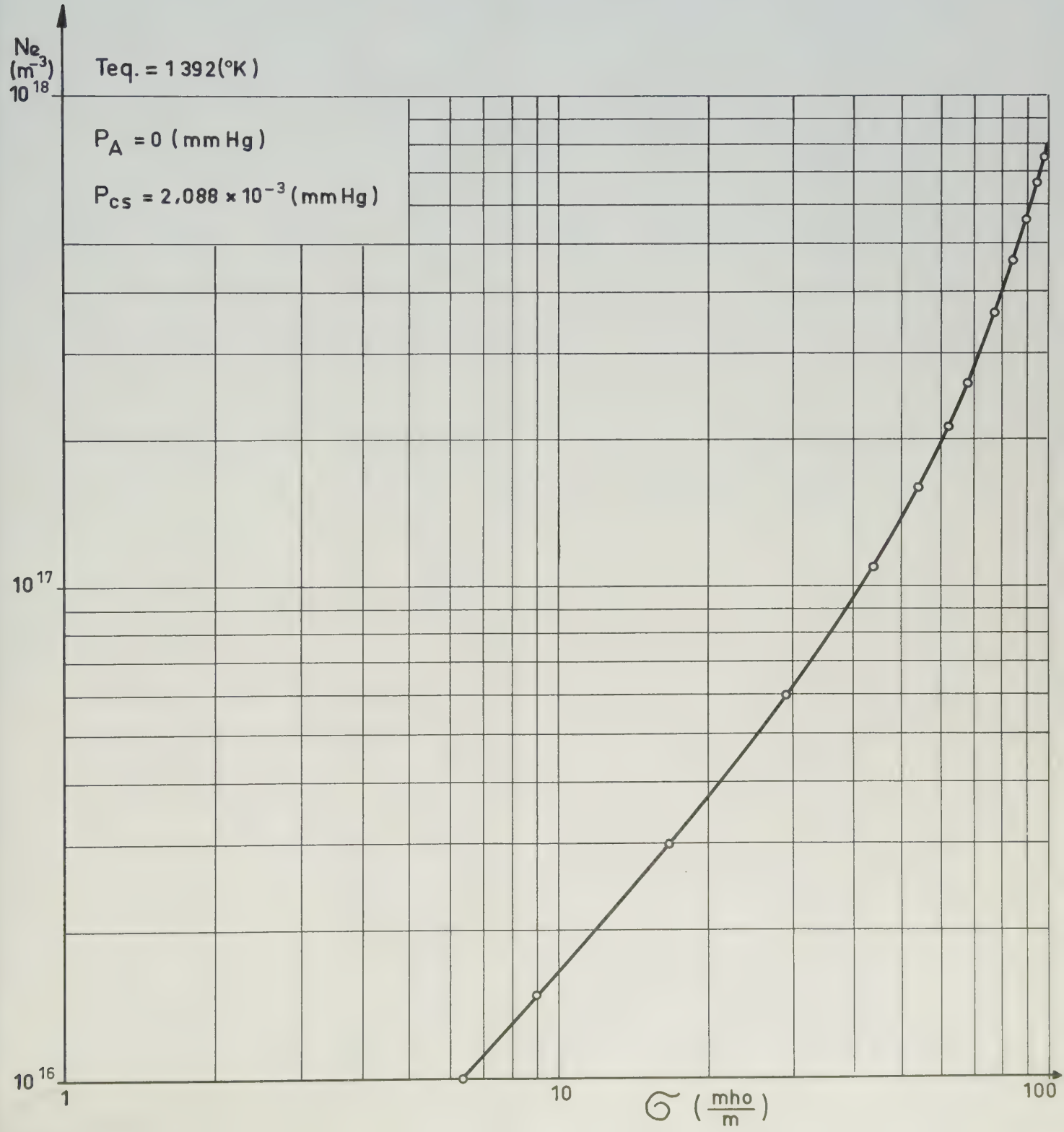


Fig.5d _ COURBE DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE
EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION

DIFFUSION AMBIPOLAIRE

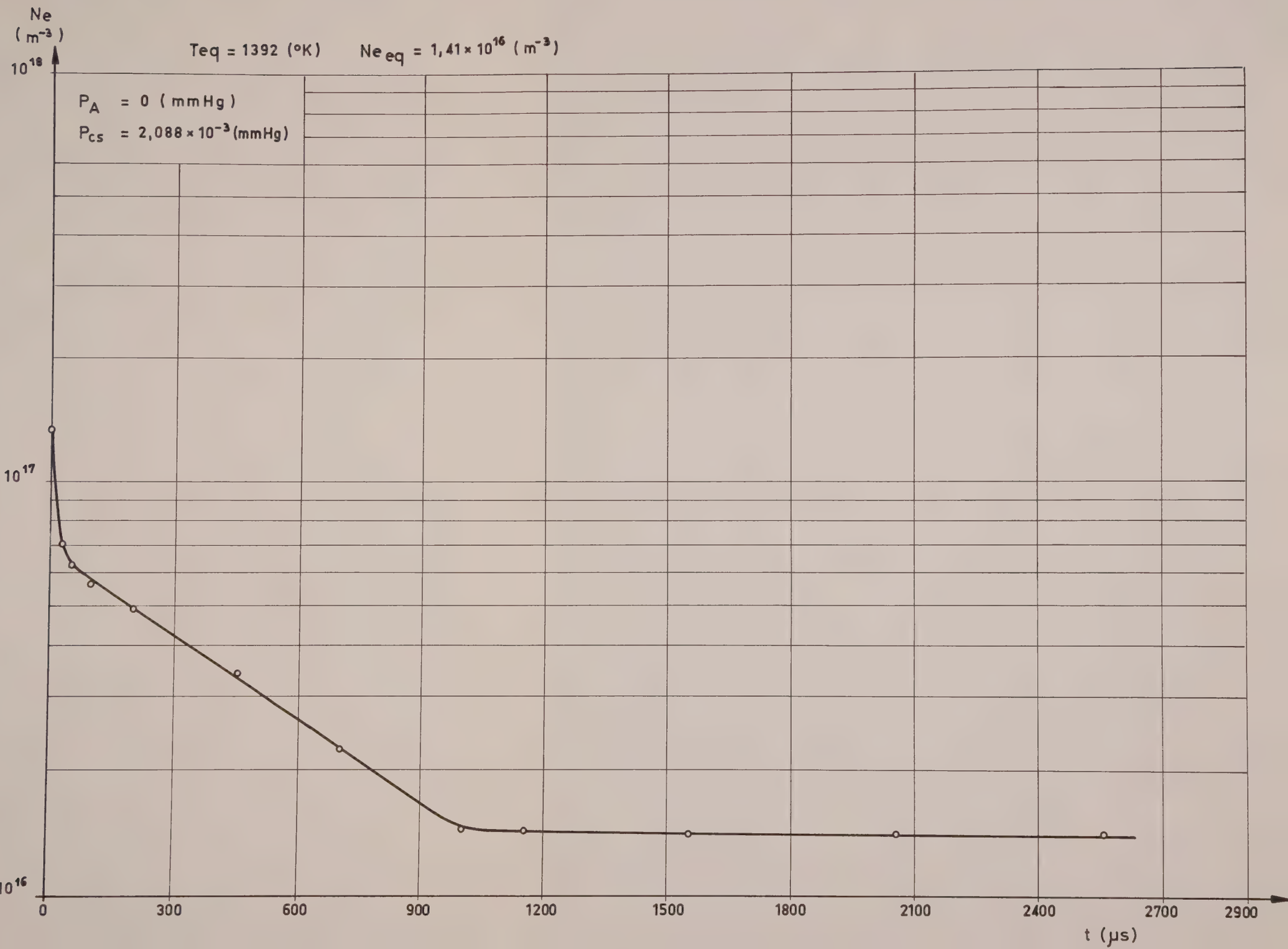


Fig.5.e._ COURBES DE VARIATION DE $\left(\frac{1}{Ne}\right)$ ET DE $\log\frac{Ne+Ne\,eq}{Ne-Ne\,eq}$ EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR UN PHENOMENE DE RECOMBINAISON A DEUX CORPS SANS TERME D'IONISATION ET AVEC TERME D'IONISATION.

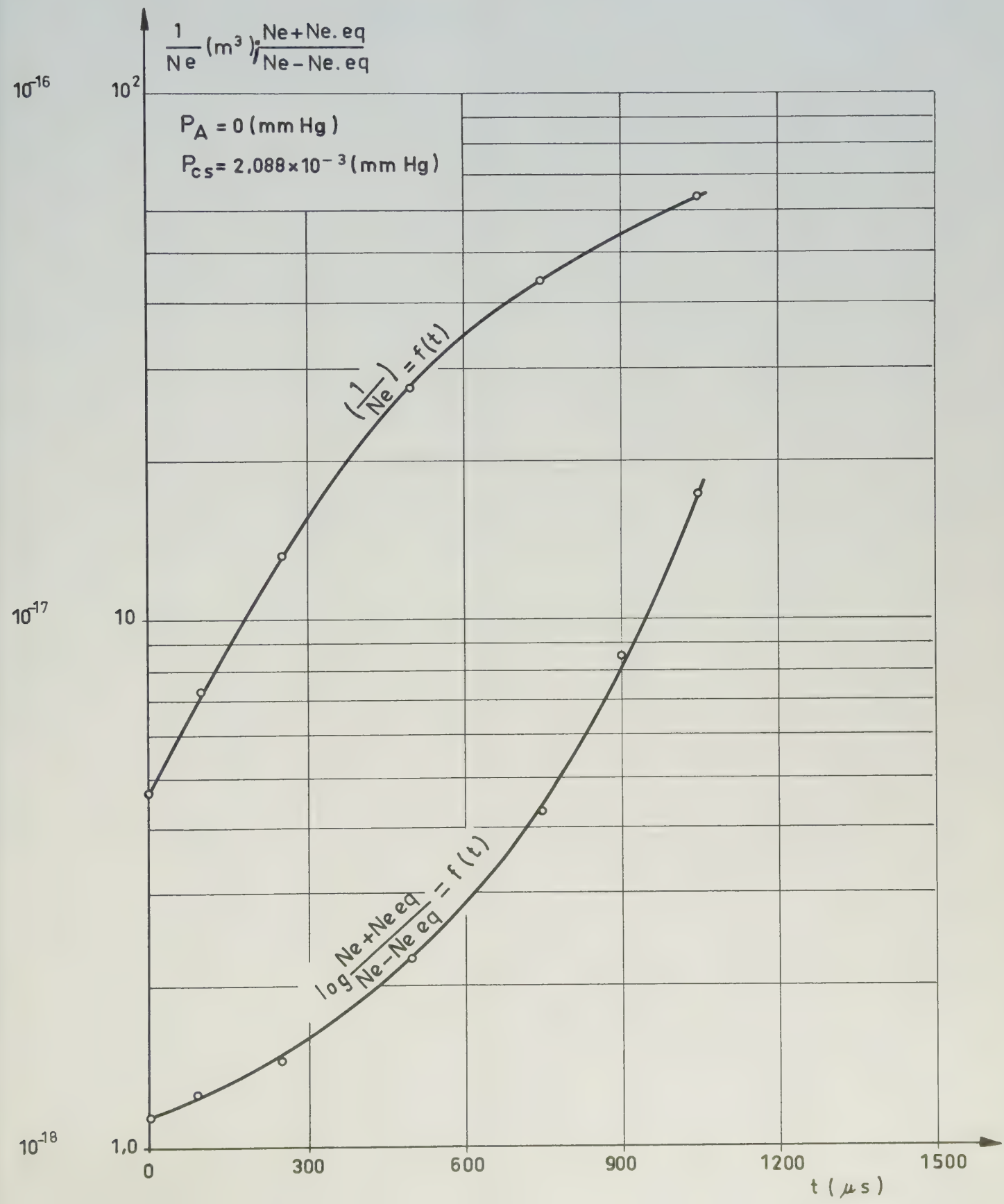


Fig.5.f._COURBES DE VARIATION DE $\left(\frac{1}{N_e^2}\right)$ ET DE $\log\frac{N_e^2}{N_e^2 - N_{e\,eq}^2}$ EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR UN PHENOMENE DE RECOMBINAISON A TROIS CORPS SANS TERME D'IONISATION ET AVEC TERME D'IONISATION

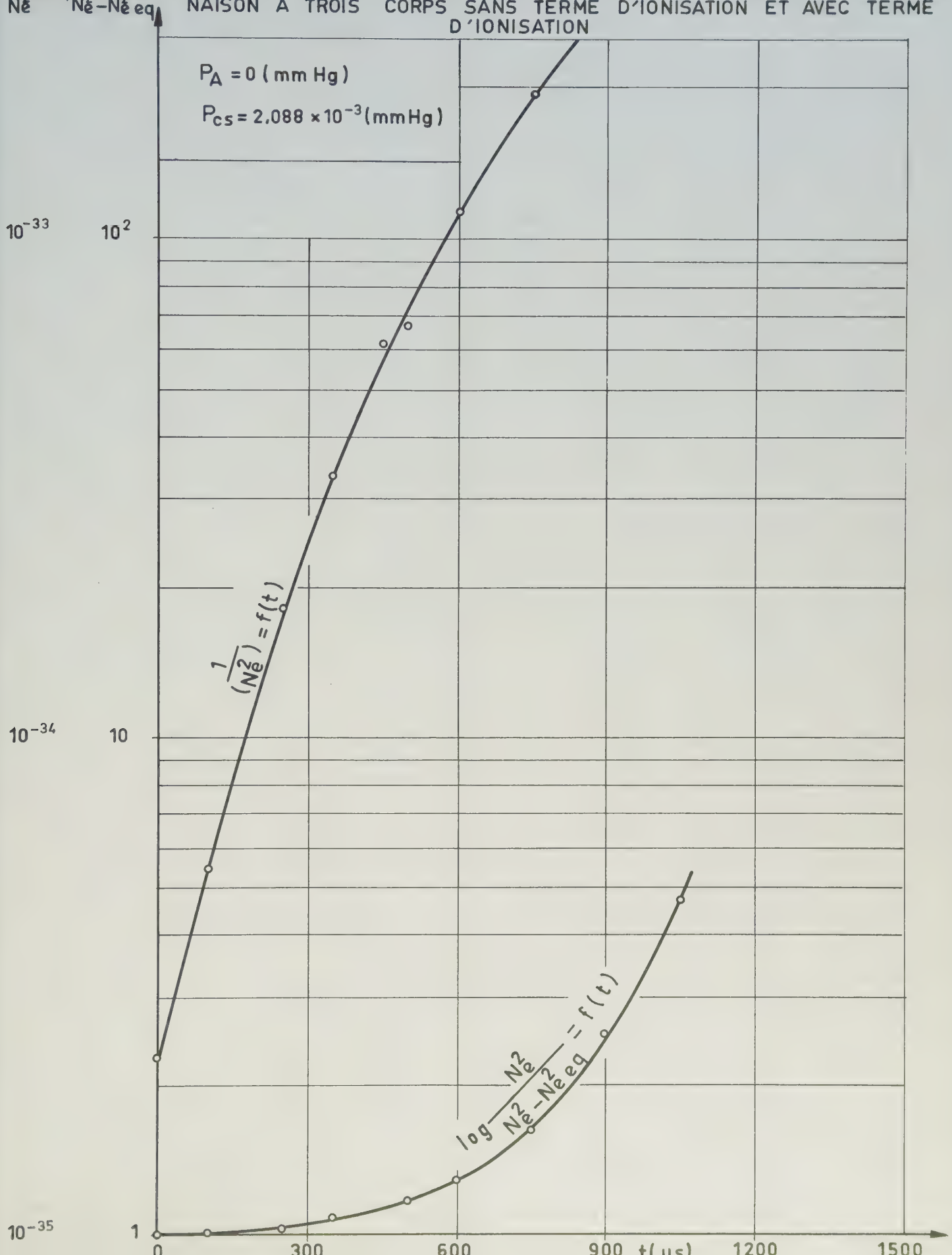


Fig.6a_ COURBE DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION

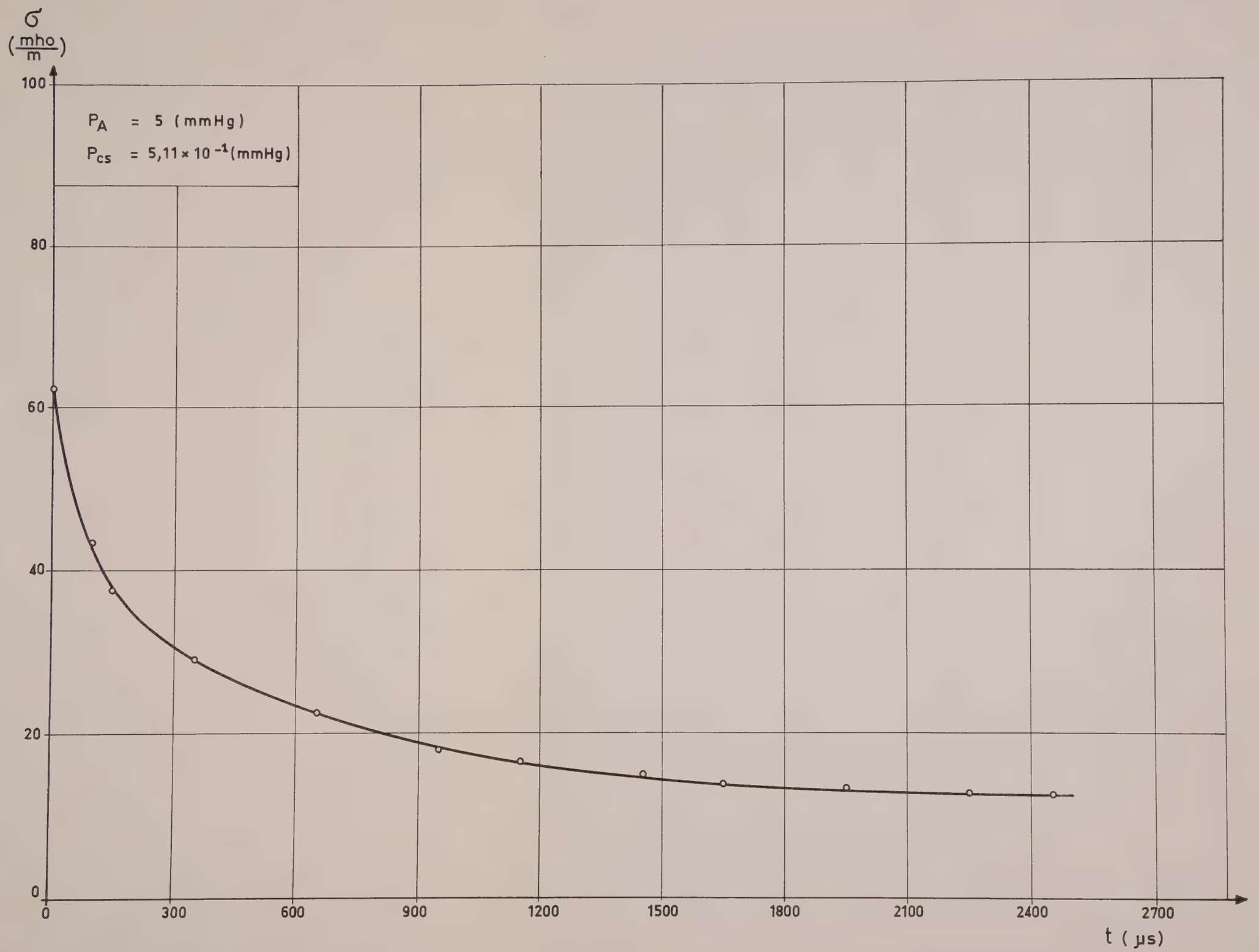


Fig. 6.b._ COURBES DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE ET DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE

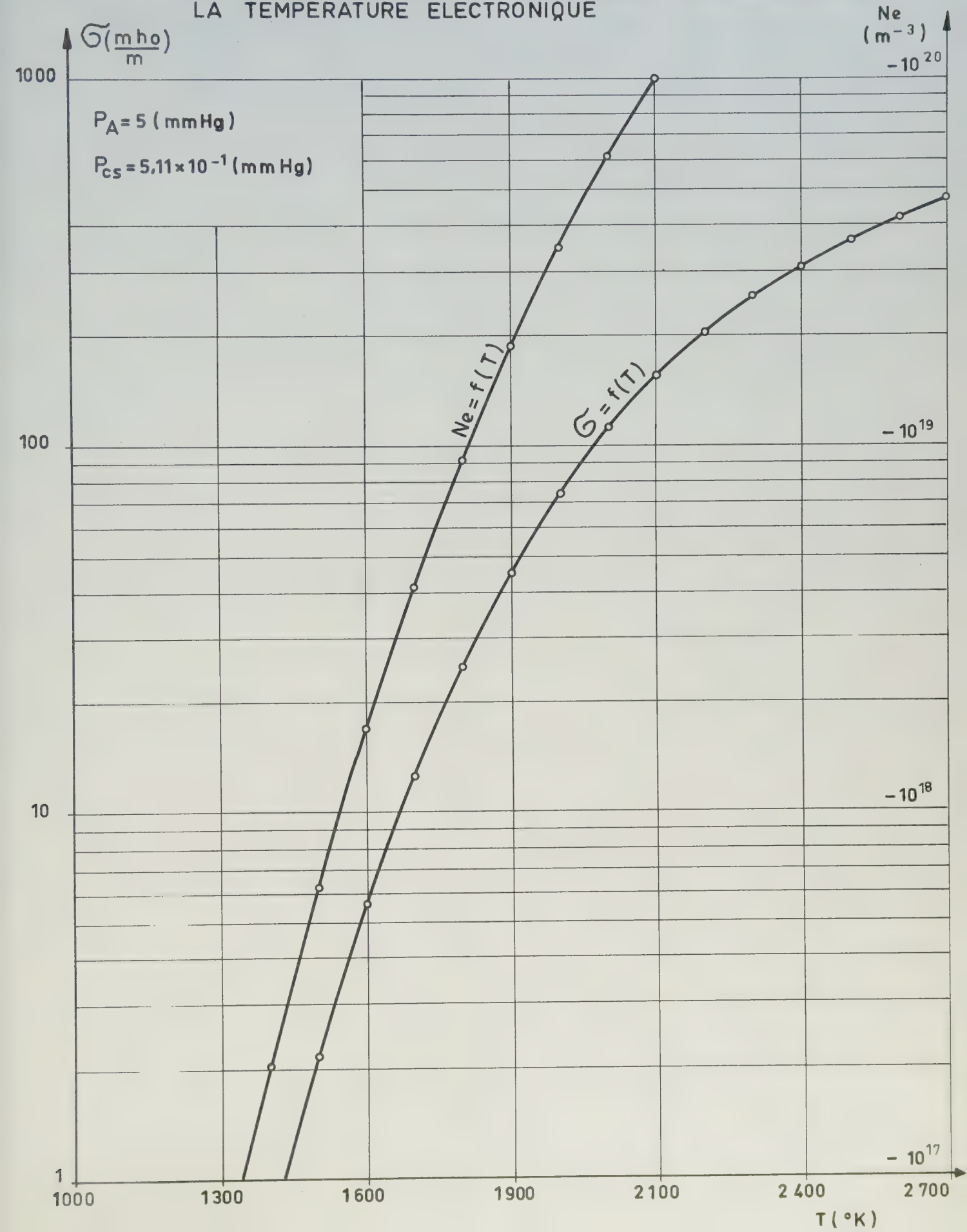


Fig. 6 c _ COURBE DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR UNE SEULE VALEUR DE LA TEMPERATURE _ VALEUR DE LA TEMPERATURE D'EQUILIBRE

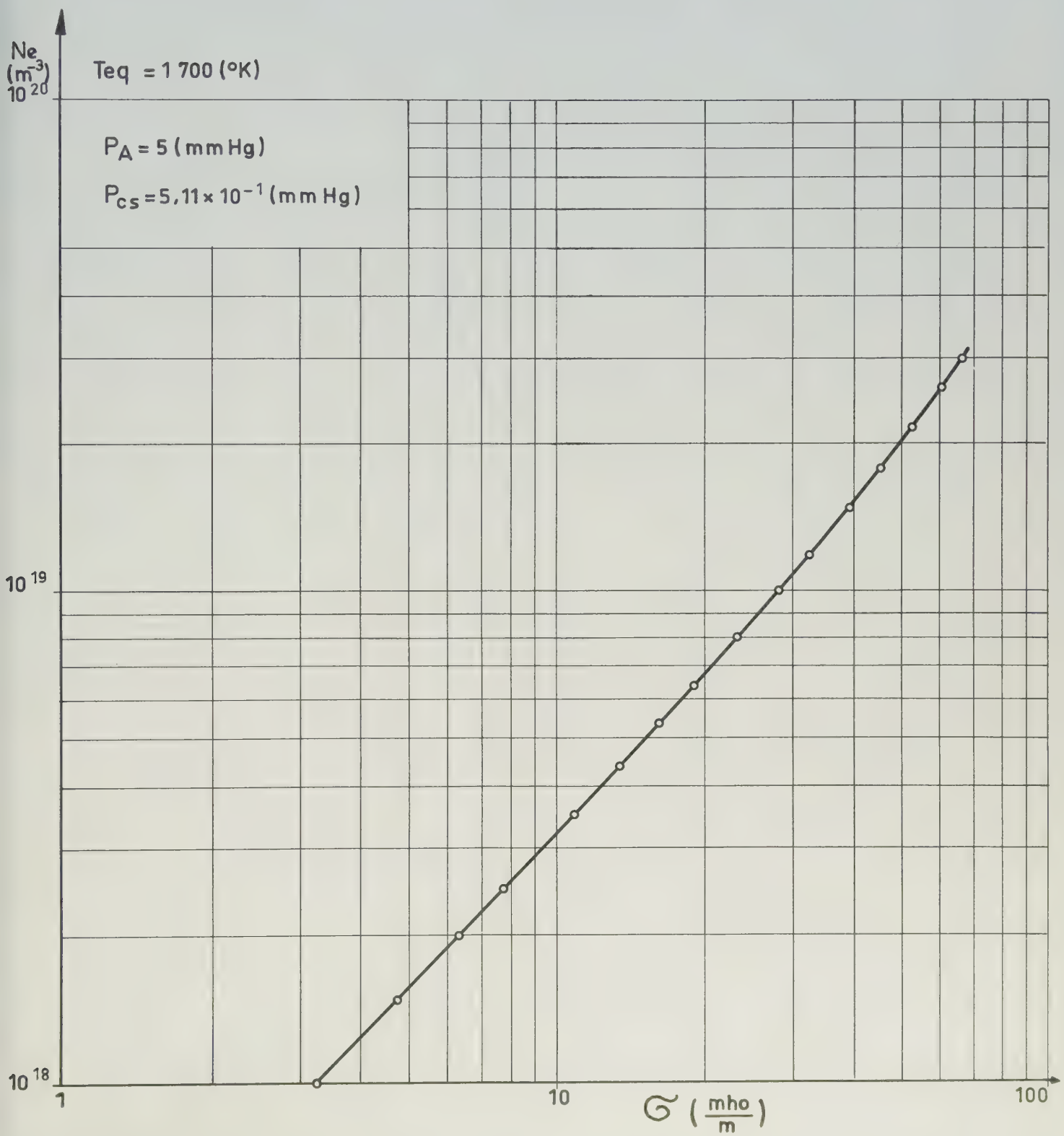


Fig. 6 d - COURBE DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE
EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION

RECOMBINAISON A 2 CORPS

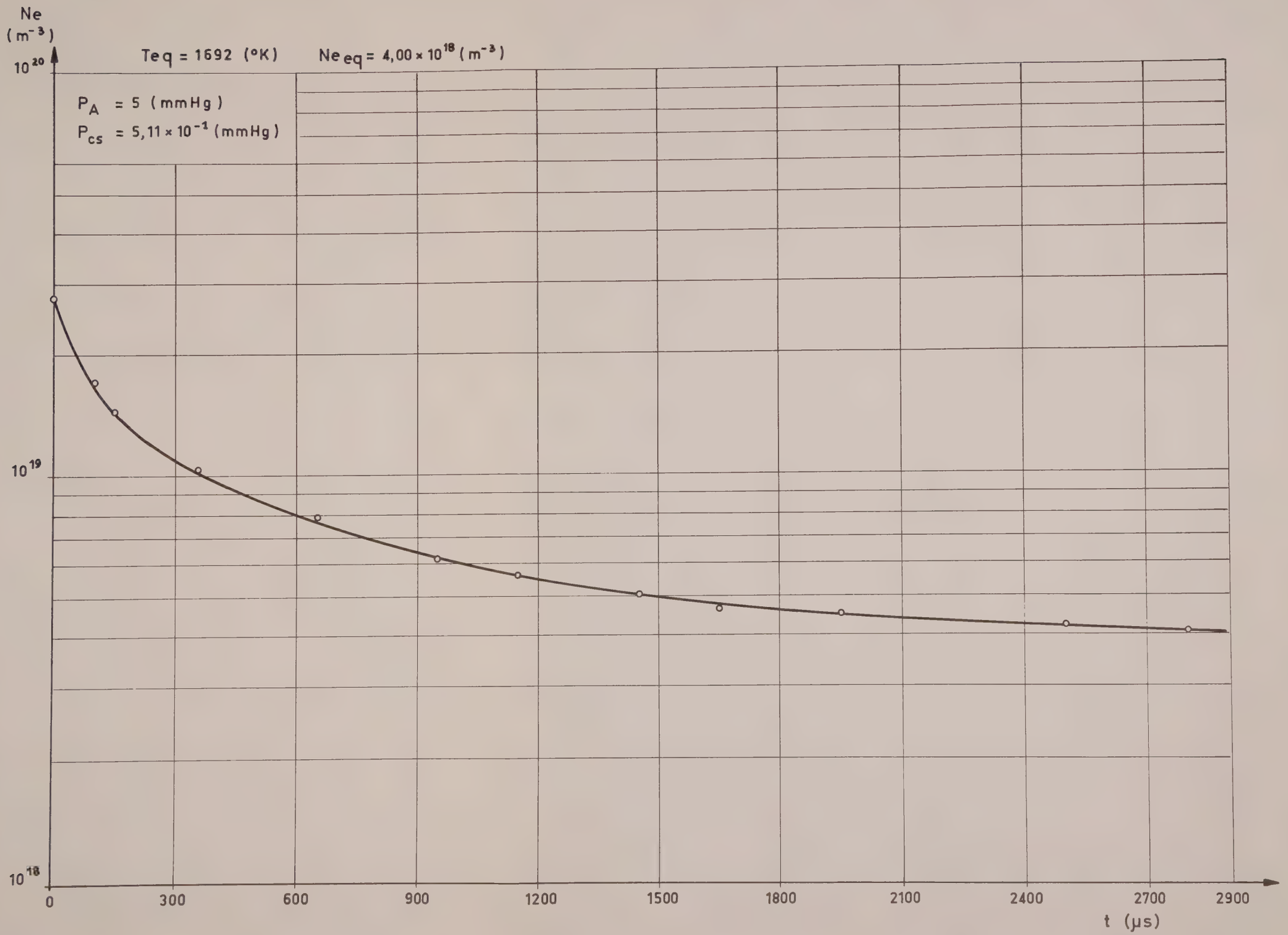


Fig.6e_ COURBES DE VARIATION DE $\log\left(\frac{Ne + Neeq}{Ne - Neeq}\right)$ ET DE $\left(\frac{1}{Ne}\right)$
EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR UN PHENOMENE DE RECOMBINAISON A DEUX CORPS AVEC TERME D'IONISATION (phènomène dominant) ET SANS TERME D'IONISATION.

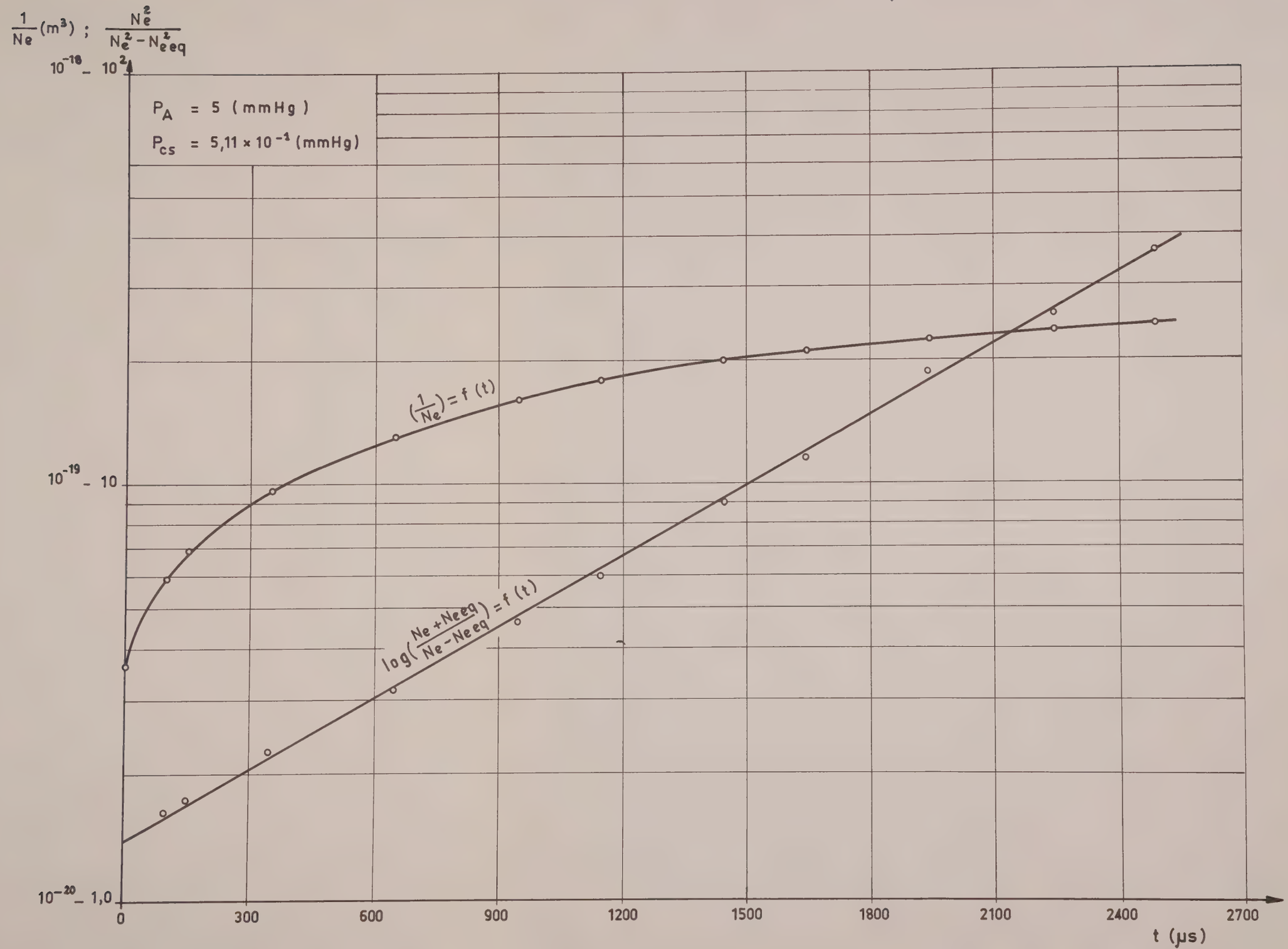


Fig. 6 f _ COURBES DE VARIATION DE $(\frac{1}{N_e^2})$ ET DE $\log \frac{N_e^2}{N_e^2 - N_{e\,eq}^2}$

EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR UN PHENOMENE DE RECOMBINAISON A TROIS CORPS SANS TERME D'IONISATION ET AVEC TERME D'IONISATION

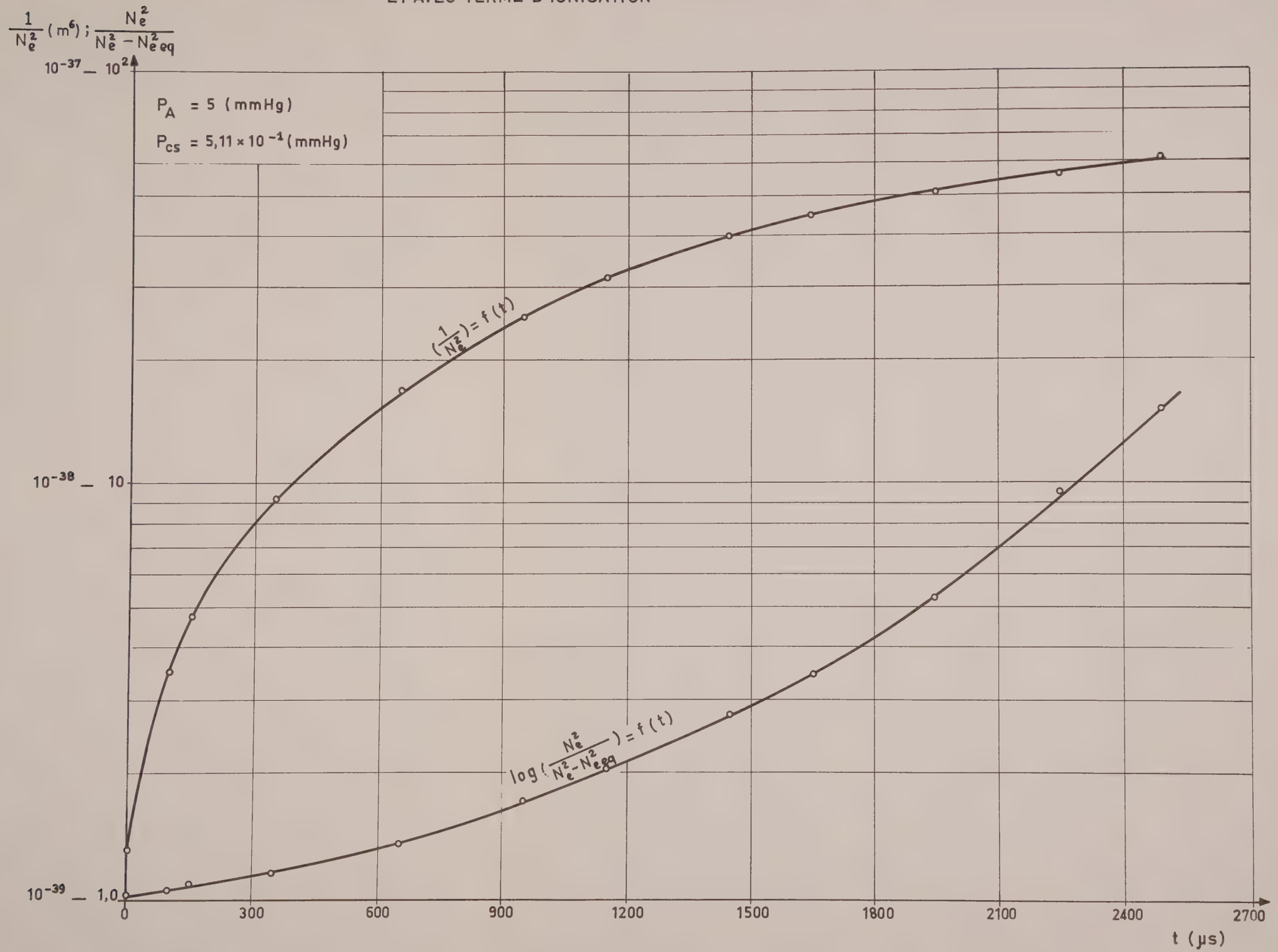


Fig. 7a – COURBE DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION

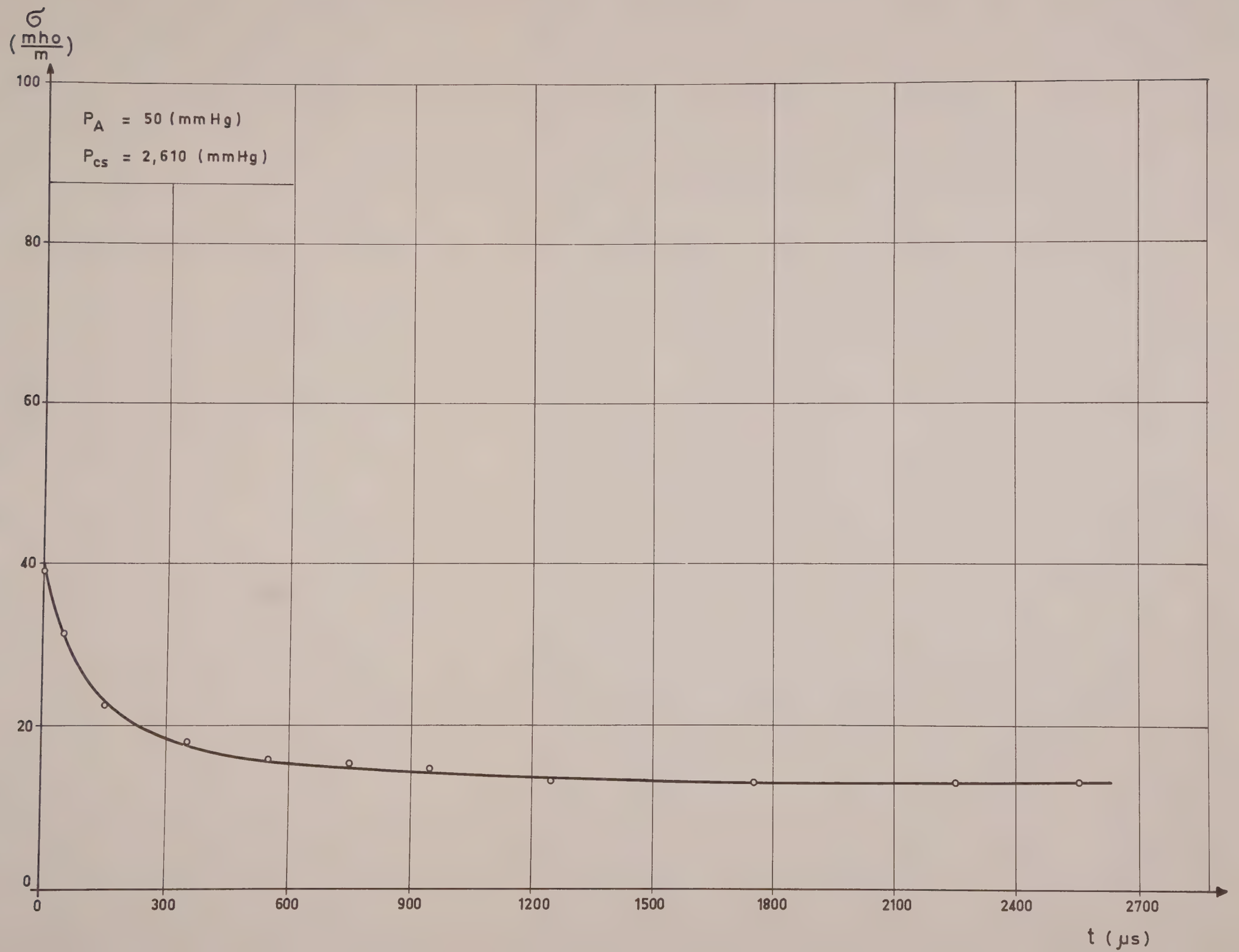


Fig.7.b._COURBES DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRIQUE ET DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE ELECTRIQUE

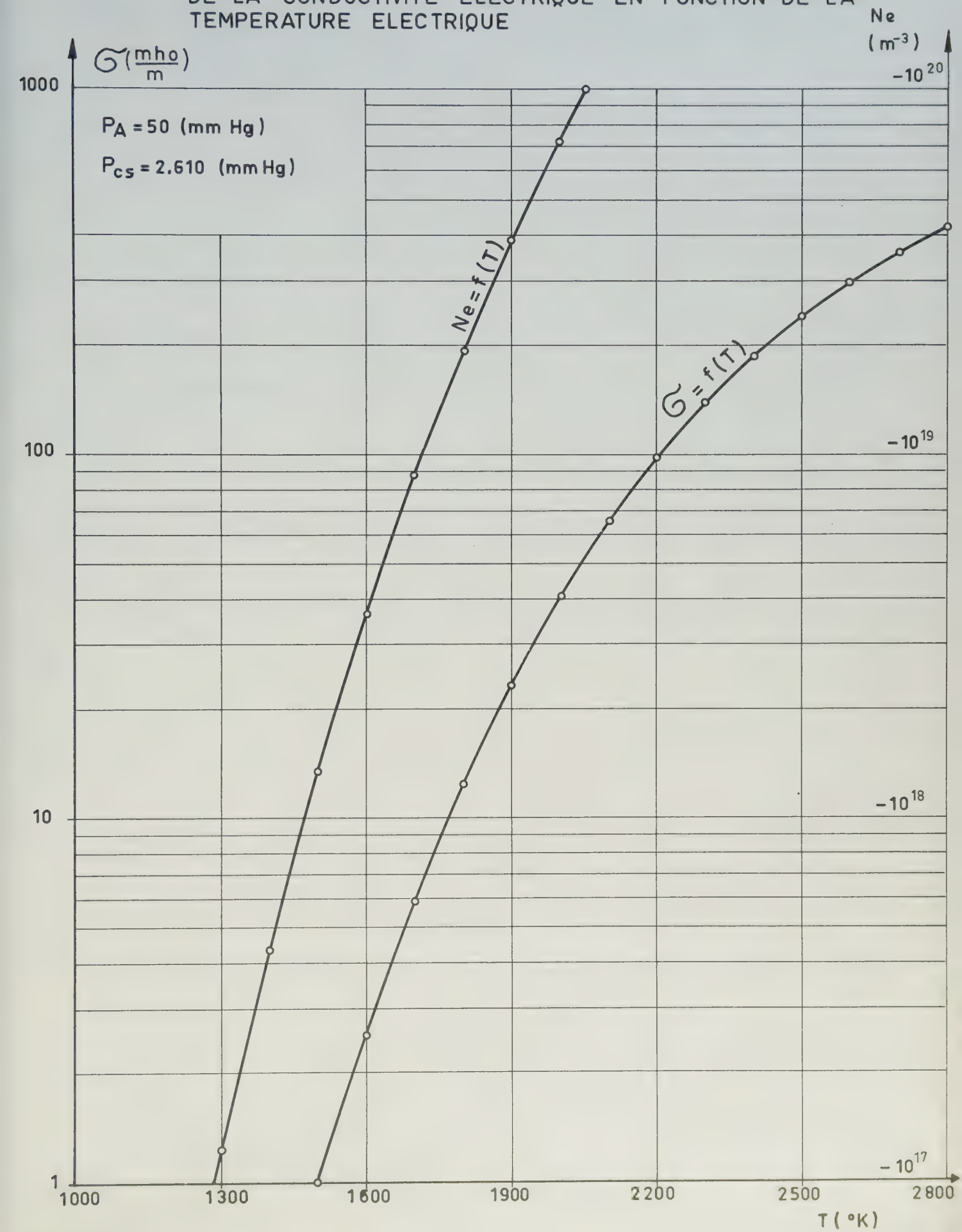


Fig. 7. c _ COURBE DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE POUR UNE SEULE VALEUR DE TEMPERATURE _ VALEUR DE LA TEMPERATURE D'EQUILIBRE

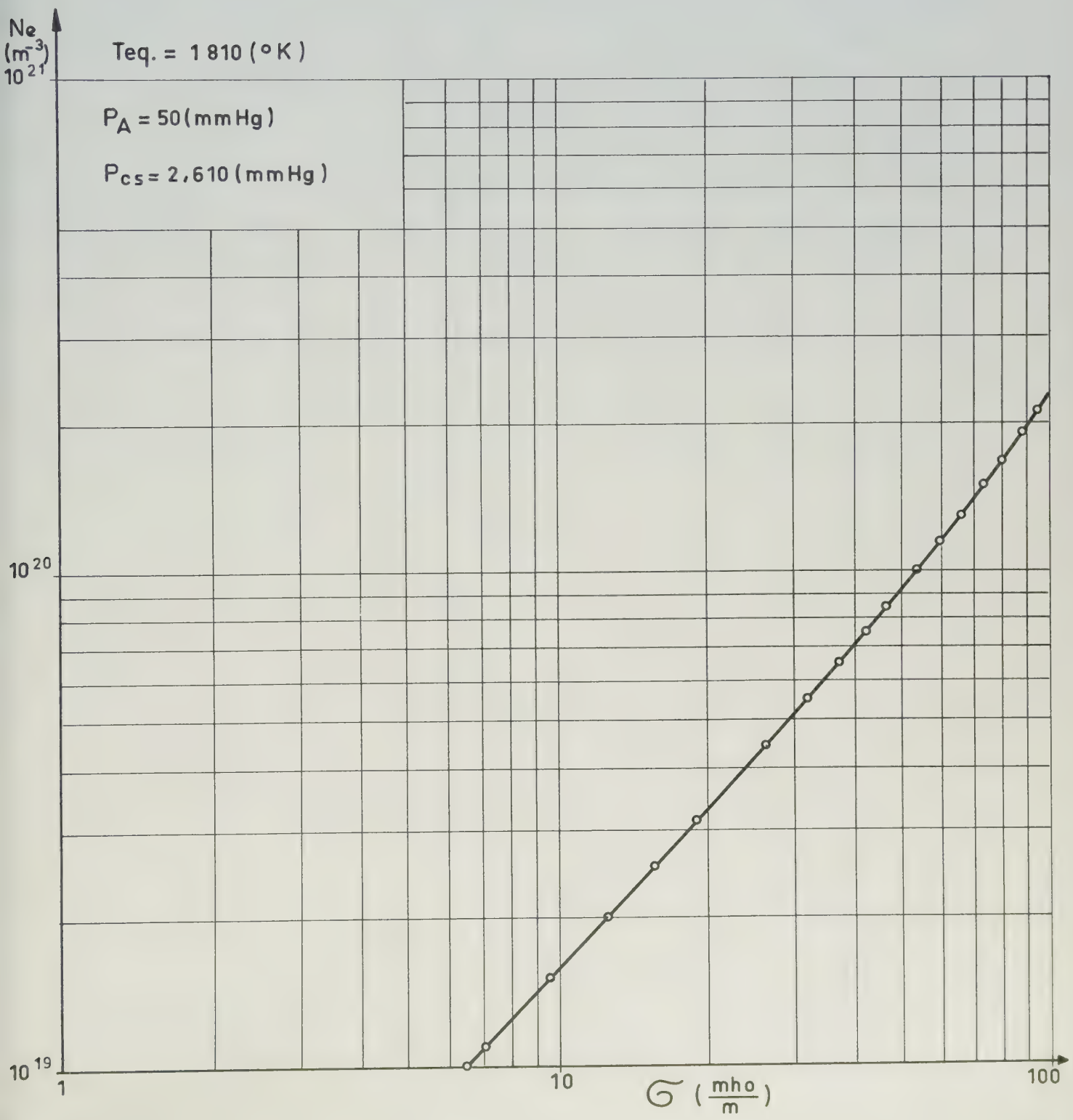


Fig.7d. COURBE DE VARIATION DE LA DENSITE ELECTRONIQUE EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION

RECOMBINAISON A 3 CORPS

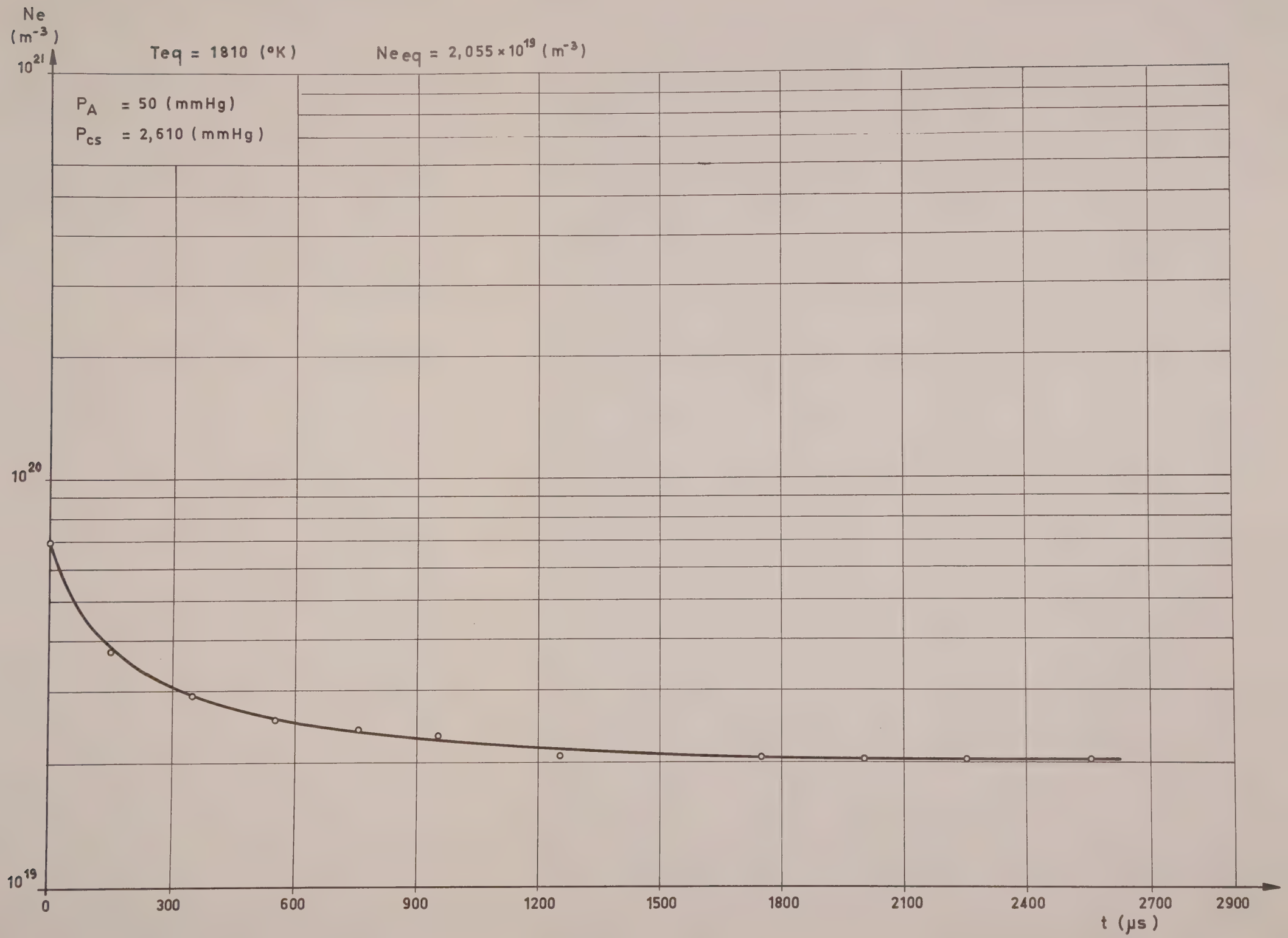


Fig.7.e._COURBES DE VARIATION DE $(\frac{1}{Ne})$ ET DE $\log \frac{Ne+Neeq}{Ne-Neeq}$ EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR PHENOMENE DE RECOMBINAISON A DEUX CORPS SANS TERME D'IONISATION ET AVEC TERME D'IONISATION

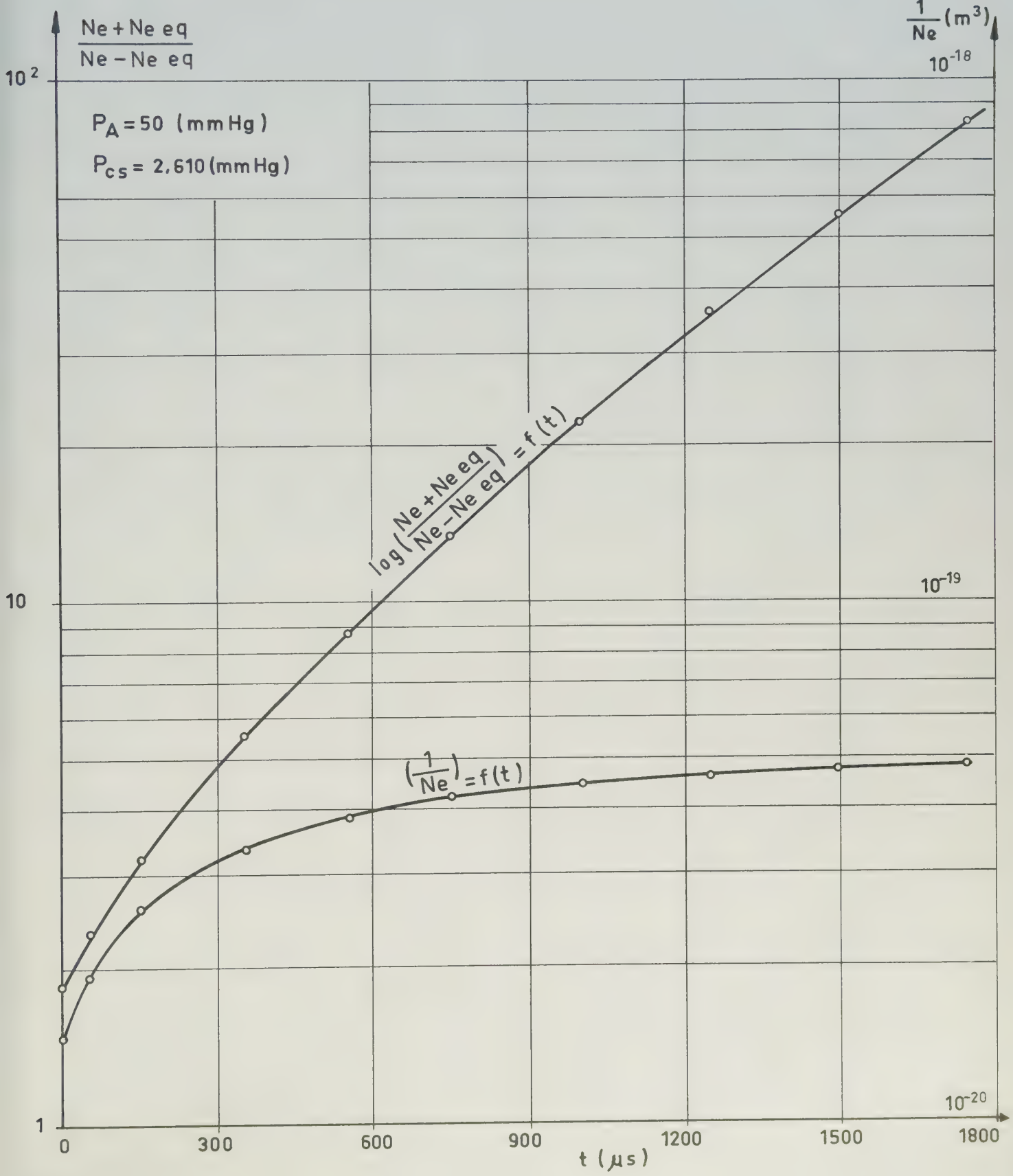


Fig. 7.f._COURBES DE VARIATION DE $\log \frac{Ne^2}{Ne^2 - Ne^2 eq}$ ET DE $(\frac{1}{Ne^2})$ EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR UN PHENOMENE DE RECOMBINAISON A TROIS CORPS AVEC TERME D'IONISATION (PHENOMENE DOMINANT) ET SANS TERME D'IONISATION

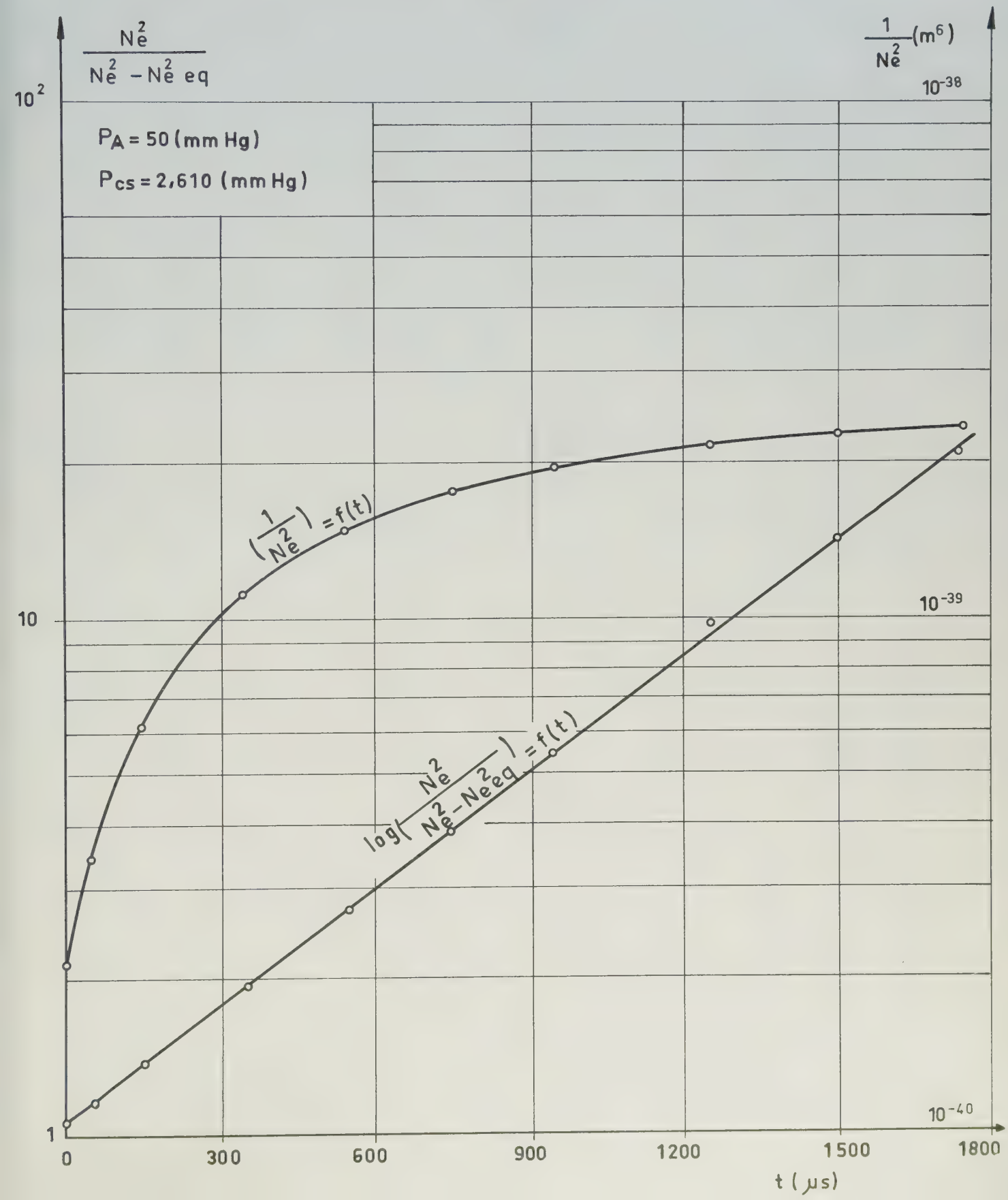
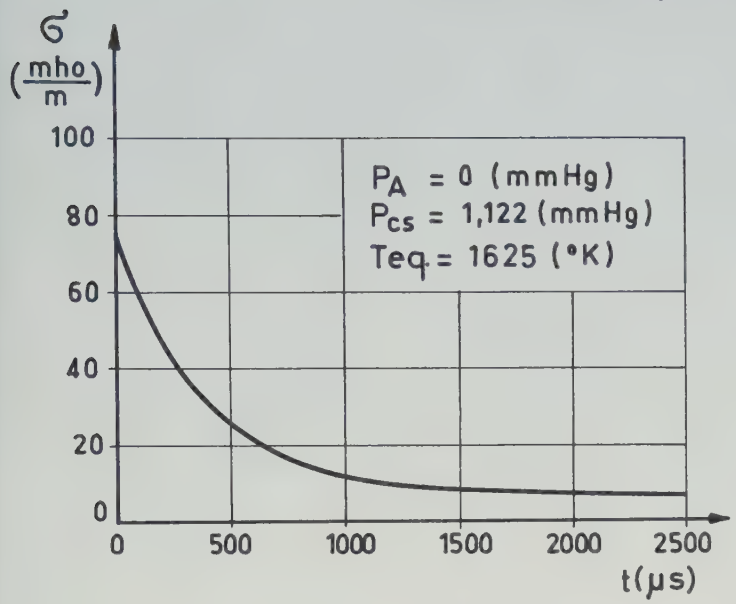
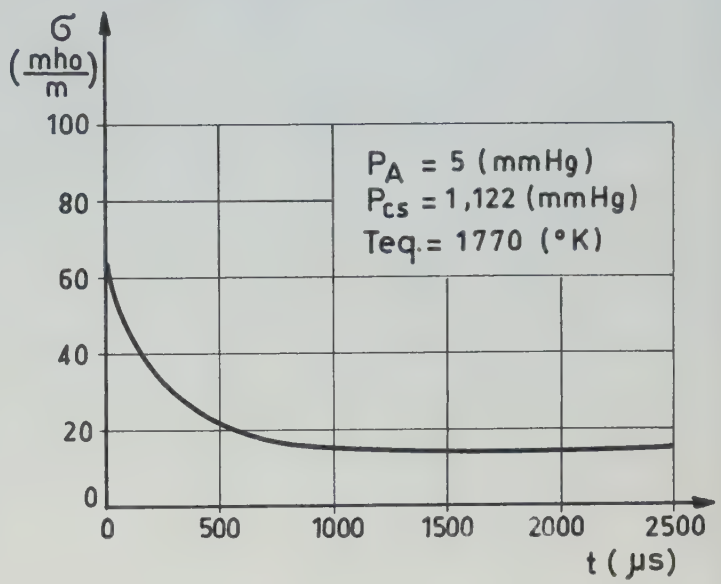
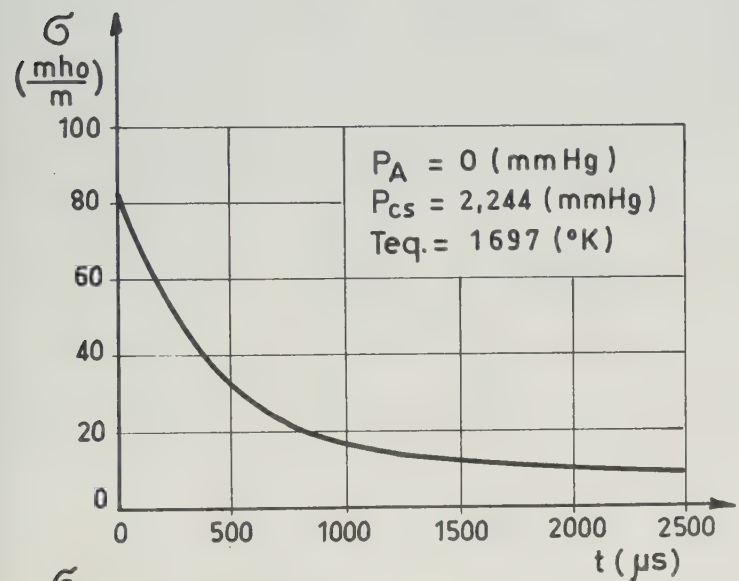


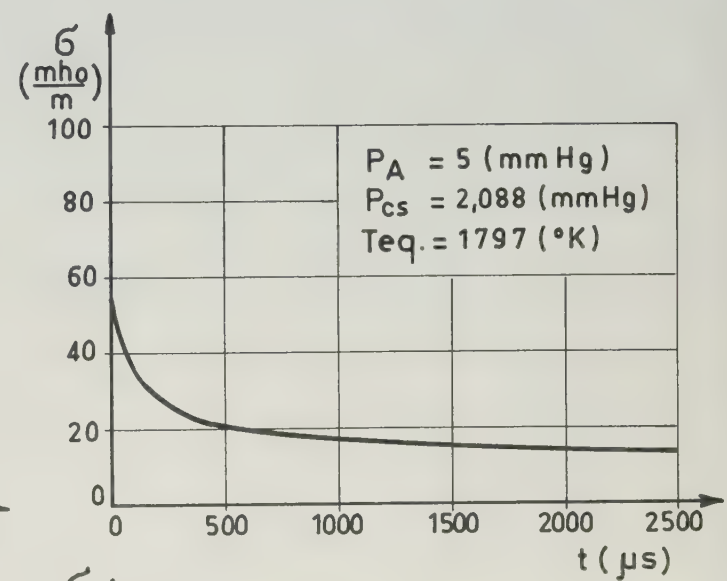
Fig. 8 _ COURBES DE VARIATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES PLASMAS EN FONCTION DU TEMPS DE RELAXATION POUR DEUX VALEURS DE PRESSION $P_A = 0$ (mmHg) ET $P_A = 5$ (mmHg) D'ARGON AVEC DES VALEURS DE PRESSION DE CESIUM CONSTANTES

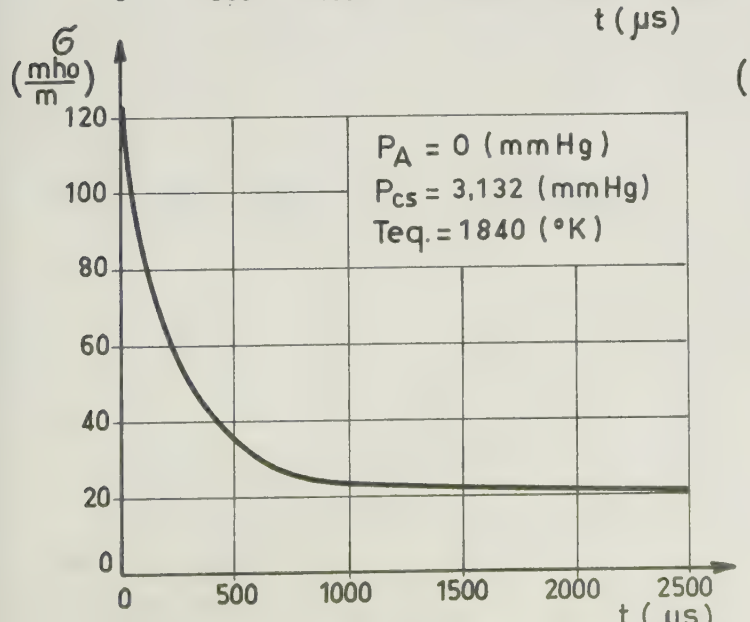
($U_{HF} = 4$ kV ; $f_{mod} = 200$ Hz ; $t_{ion} = 1500$ µs)











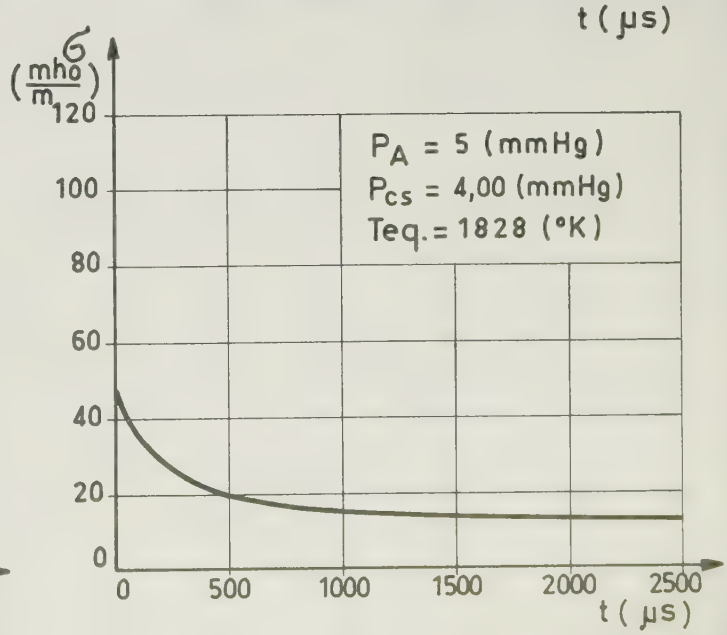
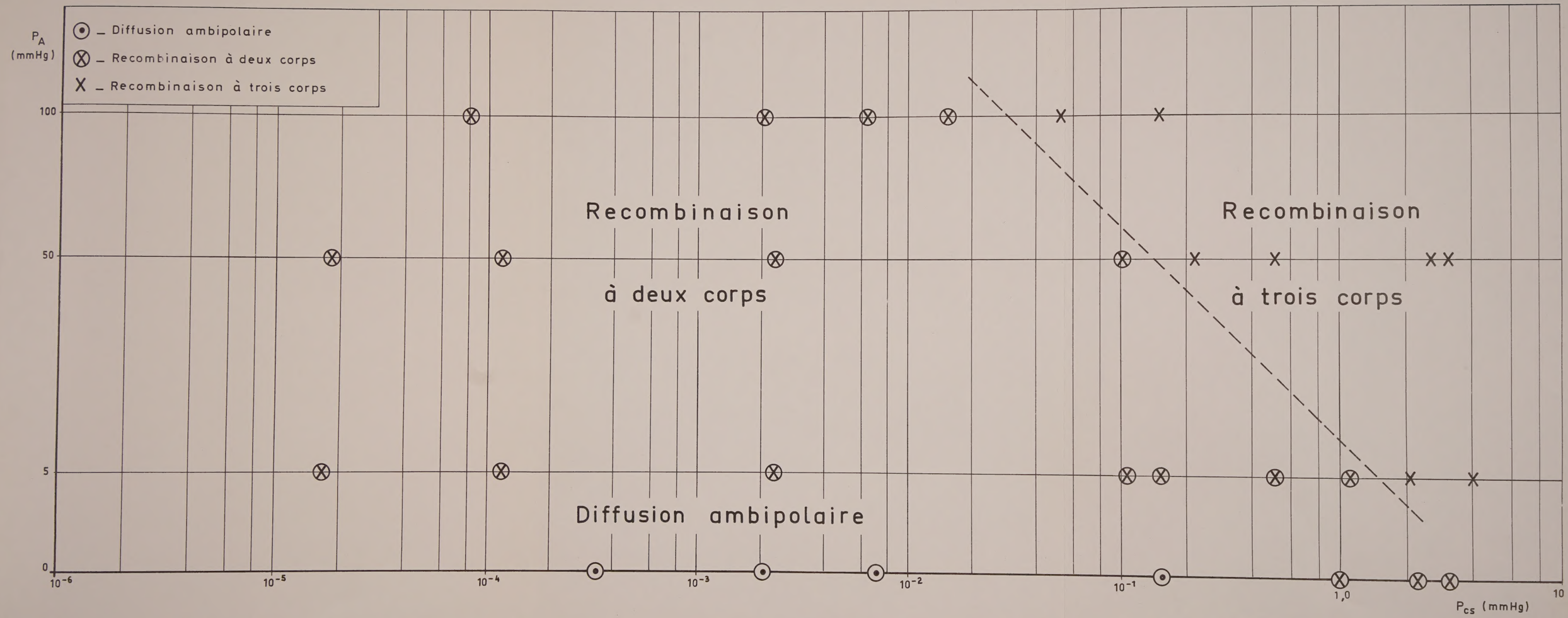



Fig_9_ REPARTITION DES PHENOMENES : DIFFUSION AMBIPOLAIRE, RECOMBINAISON A DEUX CORPS, RECOMBINAISON A TROIS CORPS, DOMINANT SELON LES DIFFERENTES VALEURS DE LA PRESSION D'ARGON ET DE LA PRESSION DU CESIUM EN ADMETTANT LA MEME VALEUR DE LA TEMPERATURE D'EQUILIBRE POUR CHAQUE EXPERIENCE